

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE NANCY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

ROGER BARRIOL

1^{re} THÈSE

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DES ÉCOULEMENTS PULSÉS ;
PRÉSENTATION D'UNE MÉTHODE DE MESURE DE LA VITESSE INSTANTANÉE
PAR L'UTILISATION D'UNE SONDE A IONS ET D'UN FIL CHAUD

2^e THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

LES AMPLIFICATEURS A FLUIDES

Soutenues, le 18 février 1965, devant la Commission d'Examen

Jury	{	MM. CAPELLE	{	<i>Président.</i>
		GUILLIEN		<i>Examineurs.</i>
		COMOLET GOSSE		

FACULTÉ DES SCIENCES

Nom du candidat : BARRIOL.

Prénom : Roger.

Date de la soutenance : 18 février 1965.

Numéro d'ordre : Série E 65. N° 216.

BARRIOL (Roger). — Contribution à l'étude des écoulements pulsés; présentation d'une méthode de mesure de la vitesse instantanée par l'utilisation d'une sonde à ions et d'un fil chaud. — *Paris*, Imprimerie du Ministère de l'Air, 1969. In-8°, 76 p., 26 fig., 15 tabl., 36 réf. bibl.

(Th. Sc. Phys., Paris, 1965. Sér. E 65. N° 216)

BARRIOL (Roger). — Contribution à l'étude des écoulements pulsés; présentation d'une méthode de mesure de la vitesse instantanée par l'utilisation d'une sonde à ions et d'un fil chaud. — *Paris*, Imprimerie du Ministère de l'Air, 1969. In-8°, 76 p., 26 fig., 15 tabl., 36 réf. bibl.

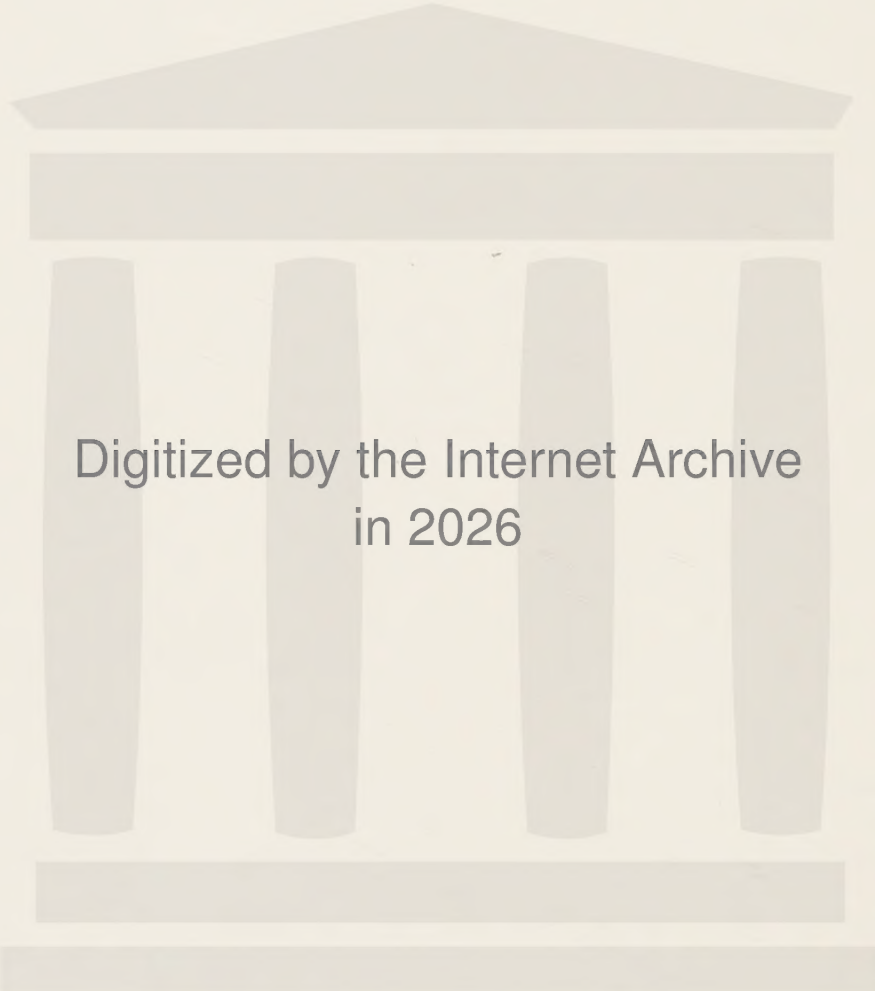
(Th. Sc. Phys., Paris, 1965. Sér. E 65. N° 216)

BARRIOL (Roger). — Contribution à l'étude des écoulements pulsés; présentation d'une méthode de mesure de la vitesse instantanée par l'utilisation d'une sonde à ions et d'un fil chaud. — *Paris*, Imprimerie du Ministère de l'Air, 1969. In-8°, 76 p., 26 fig., 15 tabl., 36 réf. bibl.

(Th. Sc. Phys., Paris, 1965. Sér. E 65. N° 216)

BARRIOL (Roger). — Contribution à l'étude des écoulements pulsés; présentation d'une méthode de mesure de la vitesse instantanée par l'utilisation d'une sonde à ions et d'un fil chaud. — *Paris*, Imprimerie du Ministère de l'Air, 1969. In-8°, 76 p., 26 fig., 15 tabl., 36 réf. bibl.

(Th. Sc. Phys., Paris, 1965. Sér. E 65. N° 216)



Digitized by the Internet Archive
in 2026

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE NANCY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

ROGER BARRIOL

1^{re} THÈSE

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DES ÉCOULEMENTS PULSÉS ;
PRÉSENTATION D'UNE MÉTHODE DE MESURE DE LA VITESSE INSTANTANÉE
PAR L'UTILISATION D'UNE SONDE A IONS ET D'UN FIL CHAUD

2^e THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

LES AMPLIFICATEURS A FLUIDES

Soutenues, le 18 février 1965, devant la Commission d'Examen

Jury	{	MM. CAPELLE	{	<i>Président.</i>
		GUILLIEN		<i>Examineurs.</i>
		COMOLET GOSSE		



CONTRIBUTION
A L'ÉTUDE DES ÉCOULEMENTS PULSÉS

PRÉSENTATION D'UNE MÉTHODE DE MESURE
DE LA VITESSE INSTANTANÉE
PAR L'UTILISATION D'UNE SONDE A IONS
ET D'UN FIL CHAUD

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE NANCY

Doyen : M. AUBRY

Assesseur : M. GAY

Doyens honoraires : MM. CORNUBERT, DELSARTE, URION, ROUBAULT

Professeurs honoraires : MM. CROZE, RAYBAUD, LAFFITTE, LERAY, JOLY, LAPORTE, EICHHORN, CAPELLE, GODEMENT, DUBREIL, L. SCHWARTZ, DIEUDONNÉ, DE MALLEMANN, LONGCHAMON, LETORT, DODE, GAUTHIER, GOUDET, OLMER, CORNUBERT, CHAPELLE, GUÉRIN, CHEVALLIER, WAHL

Maîtres de Conférences Honoraires : MM. LIENHART, PIERRET

PROFESSEURS

URION	Chimie biologique.	MANGENOT	Phytopathologie.
DELSARTE	Analyse supérieure.	MALAPRADE ...	Chimie.
ROUBAULT	Géologie.	HADNI	Physique.
VEILLET	Biologie animale.	BONVALET	Mécanique physique.
BARRIOL	Chimie théorique.	KERN	Minéralogie.
BIZETTE	Physique.	BASTICK	Chimie.
GUILLEN	Électronique.	DUCHAUFOR ..	Pédologie.
GIBERT	Chimie physique.	NÉEL	Chimie ind. organique.
LEGRAS	Mécanique rationnelle.	GARNIER	Agronomie.
BOLFA	Minéralogie.	WEPPE	Minéralogie appliquée.
NICLAUSE	Chimie.	BERNARD	Géologie appliquée.
FAIVRE	Physique appliquée.	CHAMPIER	Physique.
AUBRY	Chimie minérale.	RÉGNIER	Physico-chimie.
DUVAL	Chimie.	GAY	Chimie biologique.
COPPENS	Radiogéologie.	WERNER	Botanique.
FRUHLING	Physique.	CONDÉ	Zoologie.
SUHNER	Physique expérimentale.	STEPHAN	Zoologie.
HILLY	Géologie.	EYMARD	Calcul différentiel et intégral.
LE GOFF	Génie chimique.	LEVISALLES ...	Chimie organique.
CHAPON	Chimie biologique.	N.	Botanique.
HÉROLD	Chimie industrielle.	N.	Physique.
SCHWARTZ	Exploitation minière.	N.	M.M.P.
GAYET	Physiologie.		

MAITRES DE CONFÉRENCES ET PROFESSEURS SANS CHAIRE

GOSSE	Mécanique physique.	LAFON	Physique, I.S.I.N.
ROCCI	Géologie.	FELDEN	Physique théorique et nucléaire.
VUILLAUME	Psychophysiologie.	FLECHON	M.P.C.
M ^{me} BASTICK ..	Chimie, M.P.C., Épinal.	VIGNES	Physique (Mines).
GUDEFIN	Physique.	M ^{lle} HUET	Mathématiques, S.P.C.N.
HORN	Physique.	DEVIOT	Physique du solide.
FRENTZ	Biologie animale.	BLAZY	Minéralogie appl. (géol.).
M ^{me} HERVÉ ..	Math. (Propédeutique).	BALESDENT	Thermo. chim. appliquée.
AUROUZE	Géologie.	JANOT	Physique, N.P.C., Épinal.
MARI	Chimie, I.S.I.N.		

Secrétaire Principal : C. CARON

TABLE DES MATIÈRES

	PAGES
AVANT-PROPOS	1
INTRODUCTION	3
0,1 Position actuelle de l'étude des mouvements pulsés des fluides	3
0,11 Influence des pulsations sur les instruments de mesure de débit ...	3
0,12 Études antérieures sur la dynamique des régimes pulsés	5
0,2 Nécessité d'investigations complémentaires et de l'utilisation d'autres techniques de mesures	6
CHAPITRE PREMIER. — Réalisation de la sonde à ions, étude des phénomènes d'ionisation dans l'air	9
1,1 Méthode de la mesure des vitesses	9
1,11 Repérage des ions, mesure de la vitesse du fluide	9
1,12 Méthode utilisée pour ioniser l'air	11
1,2 Réalisation pratique de la sonde à ions	12
1,21 La source d'ionisation, le générateur haute tension	12
1,22 Le système de détection et de mesure du temps de passage du nuage d'ions	13
1,23 Mise au point de l'appareil	15
1,3 Étude expérimentale de la sonde à ions	15
1,31 Mécanisme de l'ionisation et évolution des ions dans l'espace aval des électrodes émettrices	16
1,32 Localisation exacte du point d'origine des ions	16
1,33 Atténuation de la charge transportée et diffusion des ions	19
1,4 Conclusions de ces essais : l'ionisation de l'air par effet de pointe	21
1,41 Intensité du champ électrique à l'extrémité de l'électrode émettrice.	21
1,42 Évolution du champ électrique lorsque l'on s'éloigne de la pointe ...	22
1,43 Mécanisme de formation des charges	22
CHAPITRE II. — Mesure de la vitesse instantanée d'un écoulement pulsé	23
2,1 Réalisation de la soufflerie pulsée	23
2,11 La soufflerie	24
2,12 Le dispositif de pulsation	24
2,13 Le dispositif de synchronisation	25
2,14 Améliorations possibles du dispositif actuel	25

2,2	Détermination des temps de transit des ions pour différentes vitesses constantes	25
2,21	Résultats obtenus	27
2,22	Ordonnée à l'origine de la droite caractéristique de la sonde à ions .	28
2,23	Forme du signal induit par les ions sur l'antenne	28
2,24	Exploitation de l'équation donnant la forme du signal induit sur l'antenne par les ions en fonction de l'impédance complexe reliant l'antenne à la terre. Calcul du temps de retard	30
2,25	Étude du temps de passage des particules électrisées en fonction de la distance de l'émetteur au récepteur, pour une vitesse du fluide constante	32
2,26	Écart calculé de la trajectoire du paquet d'ions à l'antenne.....	33
2,3	Précision des résultats, comparaison des essais effectués avec une antenne et de ceux effectués avec deux antennes	34
2,31	Détermination du temps de passage à partir des extremums de la tension induite	34
2,32	Autre examen du signal, passage de la tension induite à la valeur médiane de ses extremums.....	38
2,33	Conclusion	40
2,4	Mesure de la vitesse en régime pulsé	40
2,41	Détermination d'un profil de vitesse en fonction du temps pour une fréquence de pulsation de 20 Hz environ	40
2,42	Détermination d'un profil de vitesse en fonction du temps pour une fréquence de pulsation de 50 Hz	43
2,43	Conclusion	45
CHAPITRE III. — La convection thermique des fils fins en régime pulsé.....		46
3,1	Calcul de la résistance électrique d'un fil chauffé à intensité électrique constante et pour un coefficient de convection thermique à évolution périodique	46
3,11	Calcul de la température locale moyenne	47
3,12	Calcul de la modulation de température locale et des fluctuations de résistance du fil	48
3,13	Recherche de l'évolution de température première harmonique de l'excitation	50
3,14	Rapport des harmoniques successives	50
3,15	Conclusion de cette étude théorique	51
3,2	Étude expérimentale de la convection thermique en régime pulsé	51
3,21	Rappels concernant la convection thermique des fils dans un écoulement permanent	52
3,211	Application des résultats présentés en (3,11) à la détermination du coefficient de convection thermique moyen	53
3,212	Conduite des expériences pour la détermination de h_0 . Résultats	53
3,213	Principe de la détermination expérimentale de h_ω ; corrections dues à l'impédance en série avec le fil	60
3,214	Détermination théorique de h_ω	61
3,215	Comparaison des valeurs mesurées aux valeurs calculées	61

3,22	Écart de phase entre R_{ω} et h_{ω}	62
3,23	Étude annexe concernant la convection thermique aux très faibles nombres de Reynolds	63
3,3	Étude rapide de la convection thermique à 50 Hz	63
3,4	Conclusion	64

CHAPITRE IV. — **Détermination de quelques caractéristiques mécaniques de l'écoulement pulsé où ont été effectuées les manipulations antérieures**

4,1	Étude de l'évolution, suivant l'axe de la veine d'air, de la vitesse en fonction du temps	65
4,11	Pulsation à 20 Hz	65
4,12	Pulsation à 50 Hz	65
4,13	Conclusion de ces essais : le mouvement en bloc	66
4,2	Pression statique à la paroi pour une fréquence de pulsation de 20 Hz	66
4,21	Mesure de la pression statique	67
4,22	Calcul de la pression statique locale	68
4,23	Comparaison des résultats expérimentaux aux valeurs calculées	69
4,3	Influence de la fréquence des pulsations sur la mesure de la pression statique moyenne à la paroi	69
4,4	Conclusion	72

CONCLUSION

BIBLIOGRAPHIE

AVANT-PROPOS

Si la mécanique des fluides a trouvé d'abord d'importants développements dans l'analyse des écoulements permanents, elle a par contre moins avancé dans l'étude des écoulements non stationnaires ou cycliques.

Ce dernier exemple possède certaines facilités d'études du fait de l'évolution périodique de la vitesse en fonction du temps. Cependant les travaux antérieurs conduisent à des conclusions divergentes.

Nous avons pensé que ces écarts résultaient du fait que l'on prenait en considération seulement des effets globaux. Ainsi il semblait qu'une étude plus fine de l'aérodynamique de l'écoulement pulsé puisse être en mesure d'apporter quelques clartés.

Nous avons ainsi proposé une méthode de mesure de la vitesse instantanée locale d'un gaz ; les résultats obtenus ont été comparés avec ceux fournis par un anémomètre à fil chaud, ce qui justifie l'utilisation de cette dernière technique pour les vitesses non stationnaires.

Ce travail a été effectué au laboratoire de Mécanique de l'Ecole Nationale Supérieure d'Electricité et de Mécanique de Nancy.

Nous prions respectueusement M. le Professeur J. GOSSE de bien vouloir trouver ici l'expression de notre sincère reconnaissance pour la bienveillance qu'il nous a témoignée et l'aide constante qu'il nous a apporté au cours de ces travaux en nous prodiguant ses conseils et en nous faisant profiter pleinement de son expérience.

Nous remercions respectueusement M. le Recteur J. CAPELLE, qui a bien voulu accepter de présider notre jury de thèse.

Notre reconnaissance va également à M. R. GUILLIEN, Professeur à la Faculté des Sciences, Directeur de l'E.N.S.E.M., qui nous a accueilli dans les laboratoires de l'Ecole et a accepté de faire partie de notre jury de thèse.

Qu'il nous soit permis de remercier également M. le Professeur R. COMOLET qui a bien voulu s'intéresser à nos travaux et être membre de notre jury de thèse.

Nous tenons à remercier M. le Professeur M. PLAN qui n'a cessé de porter attention à l'évolution de nos recherches.

Nos remerciements vont également à nos camarades de l'E.N.S.E.M. et de l'E.N.-S.I.C. dont les conseils amicaux nous ont apporté une grande aide dans l'élaboration de cette étude.

Nous sommes heureux que le Service de Documentation Scientifique et Technique de l'Armement ait accepté la publication de ce travail et nous prions respectueusement M. l'Ingénieur Général VERNOTTE d'accepter l'expression de notre gratitude.

0,1 POSITION ACTUELLE DE L'ÉTUDE DES MOUVEMENTS PULSÉS DES FLUIDES

Nos recherches sont dirigées vers l'étude et l'application de moyens propres à l'analyse expérimentale des écoulements gazeux dont la vitesse est modulée périodiquement en fonction du temps. L'attention a plus particulièrement été portée sur le cas où, à la différence des ébranlements sonores, l'amplitude de la modulation n'est pas petite devant la vitesse moyenne.

L'étude de la dynamique des régimes pulsés se relie à une branche de la mécanique des fluides qui compte très peu de résultats fondamentaux, et où les expérimentateurs consignent parfois des observations contradictoires. Dans une exploitation industrielle, peu d'écoulements présentent un caractère absolu de permanence dans le temps, le plus souvent la vitesse est modulée par les installations destinées à mettre le fluide en mouvement ; ainsi, sur le plan pratique, un premier problème est de déterminer l'influence de cette modulation sur les instruments de mesure de débit.

On peut se demander de même comment s'organisent les échanges thermiques entre le fluide en mouvement pulsé et les parois qu'il baigne. De nombreux travaux ont donné pour cette étude une grande dispersion de résultats ([10], [11], [12], [13], [14], [15] et [16]), ceci du fait que dans les manipulations on n'a considéré que l'aspect global résultant de l'intervention de multiples paramètres dont il serait préférable de déterminer séparément l'effet (par ex. : forme du spectre de vitesses, résonances acoustiques, etc.).

Il est certain que tous ces problèmes posés à l'ingénieur seront mieux élucidés lorsqu'une étude fondamentale de la dynamique des écoulements pulsés sera entreprise.

0,1 1 Influence des pulsations sur les instruments de mesure de débit

Des expérimentateurs ont considéré l'influence des pulsations sur les appareils de mesure de débit : ils ont comparé les débits moyens obtenus par mesure de volume durant un certain temps, ou par évaluation après amortissement, aux valeurs fournies par des manomètres reliés à des venturis ou des diaphragmes. Les termes de correction ont été comparés à ceux obtenus théoriquement en utilisant les relations de base de la mécanique des fluides : équations d'Euler, conservation de la masse et équation de l'entropie.

HODGSON [1] est le premier à avoir pris position sur cette question. Il a construit une théorie et en donne une application dans le cas de pulsations de formes simples reproduisant les évolutions de la vitesse dans les tuyauteries de machines à vapeur à un seul

cylindre. Cet auteur a publié des abaques indiquant, suivant la forme de la pulsation, la correction à appliquer aux indications des manomètres en fonction d'un nombre sans dimension caractérisant le système schématique suivant lequel il a effectué sa théorie :

$$H = \frac{V_s \cdot N \cdot P_v}{P_s \cdot Q_v} .$$

H est le nombre sans dimension, dit nombre de HODGSON ;

V_s est le volume de tout le système de tuyauteries et de réservoirs compris entre l'appareillage de mesure de débit et la source des pulsations ;

N est la fréquence des pulsations ;

P_v est la différence de pression moyenne entre l'appareil et la source des pulsations ;

P_s valeur moyenne de la pression absolue dans le réservoir tampon ;

Q_v valeur moyenne du débit en volume.

HODGSON n'a pas donné les détails de son analyse, mais il semble qu'il ait considéré le fluide comme étant incompressible entre le venturi et la source des pulsations.

LUTZ [2] s'est livré à une analyse détaillée du modèle proposé par HODGSON en vue de l'application aux mesures de débit à l'entrée de moteurs à combustion interne. Il a supposé que les prises de pression du venturi servant aux mesures donnent à chaque instant une valeur correspondant à un débit constant identique au débit instantané. Il envisage les phénomènes de compressibilité dans le réservoir tampon intermédiaire comme étant isentropiques. La comparaison des résultats avec ceux obtenus par HODGSON est assez satisfaisante.

F. SCHULTZ-GRUNOW [3] suppose aussi que dans le cas de pulsations de fréquence relativement basse, les prises de pression du venturi donnent des indications correspondant à une suite d'états permanents ; les manomètres du fait de leur inertie indiqueraient alors la moyenne quadratique du débit. En ajoutant ou en retranchant au fluide pulsé un second courant permanent bien déterminé et en relevant dans chaque cas les indications des manomètres, il est possible de calculer assez simplement la valeur moyenne du débit. Cette théorie a été appliquée à des mesures pour des fréquences de pulsations de 0,13 Hz à 1,1 Hz.

R.C. BAIRD et I.C. BECHTOLD [4] comparent les systèmes mécaniques comportant des tuyauteries et des compresseurs à des ensembles électriques présentant plus de facilités d'étude. Ils montrent en particulier l'importance des changements de phase dus à des diminutions de section des tubes, et mettent en évidence l'effet apporté par ces changements de phase à la précision des mesures réalisées par des débitmètres déprimogènes. Ces auteurs ont procédé à une étude expérimentale approfondie des ondes incidentes et réfléchies et il ne semble pas que des applications pratiques découlent directement de leurs mesures.

N.A. HALL [5], en partant des trois équations de base de la mécanique des fluides (conservation de la masse, équation du moment cinétique, et équation de conservation de l'énergie), calcule la pression instantanée donnée par un débitmètre de type venturi en fonction du débit instantané, il introduit des termes tenant compte des effets dynamiques des pulsations et de la dégradation d'énergie. Par intégration des relations précédemment

trouvées, il obtient une formule liant les pressions moyennes au débit moyen. N.A. HALL considère uniquement le débitmètre et n'effectue pas d'hypothèse sur l'influence du milieu extérieur. L'application de cette analyse théorique à un cas concret nécessite de connaître la forme des pulsations.

A. K. OPPENHEIM et E. G. CHILTON [6] ont tenté de faire une synthèse des théories précédemment avancées, ceci en se limitant au cas où le fluide peut être considéré comme non compressible ; ils montrent en particulier les points de concordance et de divergence existant entre les différents travaux antérieurs.

R. ROUSSELET [7] procède à une revue des instruments susceptibles d'applications industrielles directes : débitmètre à turbine, à effet Coriolis, à effet Magnus et à effet gyroscopique. Il cite aussi les travaux de HODGSON.

Des techniques de mesure de débit-masse moyen ont été proposées pour les écoulements pulsés : l'appareil de PEARSON [8] utilise l'effet gyroscopique, une autre réalisation, due à YAO TRU LI [9], applique l'effet Coriolis. Nous ne nous préoccupons pas des dernières solutions citées ici, car elles sortent du cadre de notre étude.

0,1 2 Etudes antérieures sur la dynamique des régimes pulsés

La dynamique des régimes pulsés a fait l'objet de très peu d'études.

Clemens MAYER-SCHUCHARD [17] a étudié la propagation de pulsations de grandes amplitudes dans les tubes, ceci en l'absence de circulation d'air.

H. G. ELROD [18] examine, en utilisant les équations de base de la mécanique des fluides, le comportement des pavillons coniques en régime pulsé. L'étude a été effectuée dans le cas d'une modulation sinusoïdale et de faible amplitude, ce qui permet de linéariser les équations ; seul a été envisagé dans ce travail le cas d'un écoulement par tranches. En conclusion de ses travaux, ELROD donne des abaques reliant l'évolution locale de la pression dans un pavillon conique à la modulation de la vitesse, ceci en fonction du nombre de Strouhal ($S = \omega \cdot r/v$, avec : ω pulsation de la modulation, r distance du point considéré au sommet du cône et v vitesse moyenne du fluide au point considéré).

Pour déterminer l'évolution de la vitesse en fonction du temps, P. THUREAU et B. LEMIERRE [19] ont utilisé un microcapteur à jauges de contraintes qui est incorporé à un petit tube de Pitot placé dans l'axe de l'écoulement pulsé. L'élément sensible du capteur de pression est constitué par une membrane de mylar ayant une épaisseur de 25μ ; les jauges de contrainte sont des couches minces de bismuth déposées sous vide. Les auteurs ont taré leur appareillage de manière statique car dans un vaste domaine de fréquences, de 0 à 4 000 Hz environ, le calcul montre que l'étalonnage dynamique de ce capteur correspond à l'étalonnage statique. Les mesures instantanées de vitesse par pression semblent, en régime pulsé, manquer de précision pour des fréquences supérieures à 7 Hz et l'effet directif du tube de Pitot disparaît. Ces expériences montrent que le tube de Pitot n'est pas un intermédiaire de mesure utilisable dans ce type d'écoulement, ceci probablement du fait d'une modification de la répartition des pressions et des vitesses autour du tube ; celui-ci ne peut alors être considéré comme étant soumis à une suite d'écoulements permanents reproduisant en chaque instant le régime pulsé.

J. A. MILLER et A. A. FEJER [20] utilisent un anémomètre à fil chaud pour déterminer l'évolution de la vitesse de l'air dans la couche limite d'une plaque plane parallèle à l'écoulement lorsque la vitesse de l'air est modulée. Ils constatent en particulier que le profil des vitesses moyennes n'est pas altéré par les pulsations, autrement dit il correspond à celui de BLASIUS relatif à la couche limite laminaire. Le domaine de leur étude s'étend en fréquence de 6 à 110 Hz et en vitesse de 6 à 30 m/s. Ces auteurs se sont plus particulièrement intéressés au problème de la turbulence provoquée par la pulsation.

0,2 NÉCESSITÉ D'INVESTIGATIONS COMPLÉMENTAIRES ET DE L'UTILISATION D'AUTRES TECHNIQUES DE MESURES

Bien avant MILLER et FEJER on a utilisé des anémomètres à fil chaud pour mesurer des vitesses variables dans le temps, mais il reste à justifier la validité des résultats obtenus par cette méthode.

La question de la dépendance, à une fluctuation de vitesse du coefficient de convection thermique de l'anémomètre à fil chaud, a déjà été soulevée, mais elle n'a pas trouvé de réponse définitive. Il est difficile d'affirmer que le fil obéit rigoureusement à la loi couramment admise sans vérification directe : le coefficient de transfert thermique instantané en régime pulsé serait égal au coefficient de transfert permanent correspondant à une vitesse constante égale à la vitesse instantanée. Si cette hypothèse semble fort plausible pour des variations de vitesse relativement lentes, on peut penser qu'il n'en est peut-être plus de même pour des évolutions rapides.

Pour s'affranchir de ce postulat, GAVIGLIO [21] étalonne l'ensemble constitué par le fil et l'appareillage électronique annexe en utilisant les résultats de VALENSI concernant l'évolution du champ des vitesses derrière une hélice. Mais la vérification directe de l'idée énoncée présente un intérêt certain.

Comme le tube de Pitot présente en régime de vitesse rapidement variable un manque de précision notable [19] et que les mesures par anémomètre à fil chaud nécessitent une vérification préalable des lois de la convection thermique en régime pulsé, nous avons recherché un autre moyen d'investigation.

La méthode de mesure de la vitesse d'un courant gazeux par marquage semble la plus valable car elle correspond à utiliser la définition même de la vitesse. C'est en partant de ces remarques que nous avons établi notre technique de mesure de la vitesse instantanée d'un courant d'air.

Dans un premier chapitre nous présentons le principe du marquage par ionisation et donnons quelques résultats essentiels sur le mécanisme de formation des charges électriques dans l'air par effet de pointe, nous précisons aussi l'évolution ultérieure des ions dans l'espace en aval des électrodes émettrices.

Dans un second chapitre nous appliquons la méthode choisie aux mesures de vitesses instantanées en régime pulsé, après avoir effectué diverses expériences de contrôle en écoulement permanent.

Le troisième chapitre fait le lien entre une étude théorique de l'évolution thermique d'un fil fin chauffé électriquement qui est placé dans un écoulement pulsé connu et la détermination expérimentale du coefficient de transfert de chaleur instantané.

Le dernier chapitre constitue une étude préliminaire à la mécanique des écoulements pulsés : nous avons mesuré, pour plusieurs fréquences, l'évolution de la vitesse suivant l'axe de la veine d'air. On a aussi essayé de préciser la dépendance de la pression statique à la vitesse puis à la fréquence.

CHAPITRE PREMIER

1 RÉALISATION DE LA SONDE A IONS, ÉTUDE DES PHÉNOMÈNES D'IONISATION DANS L'AIR

1.1 MÉTHODE DE LA MESURE DES VITESSES

Les opérations de détermination de la vitesse du fluide consistent en un marquage local par ionisation et, sur une base géométrique connue, en un chronométrage du temps de trajet de l'élément marqué. Cette méthode conduit à la connaissance de la vitesse moyenne du fluide. Lorsque l'intervalle de temps de mesure est faible vis-à-vis de la période de pulsation, il devient possible d'assimiler cette vitesse moyenne à la vitesse locale instantanée. Si la pulsation est périodique, une liaison entre l'appareil de mesure du temps de passage des ions et la source des pulsations de vitesse de l'écoulement permet de procéder à une sorte de « stroboscopie pilotée » du profil des vitesses.

Le chronométrage du déplacement des ions s'effectue sur une base déterminée géométriquement par l'électrode émettrice et l'antenne détectrice. Connaissant la distance électrode émettrice-antenne et le temps de passage, il est facile de déduire de ces données la vitesse moyenne de passage :

$$U_m = (X_a - X_e)/(t_a - t_e)$$

avec :

X_e abscisse de l'électrode émettrice ;

X_a abscisse de l'électrode réceptrice ;

t_e instant de passage du fluide à ioniser à la pointe de l'électrode émettrice ;

t_a instant de passage du nuage ionisé au droit de l'antenne.

1.1.1 Repérage des ions, mesure de la vitesse du fluide

Le déplacement du nuage d'ions est caractérisé par la tension qu'il induit sur une antenne placée au voisinage de sa trajectoire et reliée à la terre par une résistance. Il n'y a absolument aucun intérêt à capter le paquet d'ions, et si nécessaire le détecteur peut ainsi être extérieur à la veine d'essais. Qualitativement, on peut expliquer la forme du signal recueilli en considérant que l'approche du paquet d'ions de l'antenne induit un courant électrique positif dans la résistance reliant l'antenne à la terre, son éloignement y induit

ensuite un courant négatif. Il est facile de calculer l'influence des particules électrisées en mouvement : on considère dans une image du phénomène que la charge du nuage d'ions est ponctuelle et se déplace suivant une trajectoire linéaire passant à la distance a de l'antenne supposée, elle aussi, ponctuelle.

Si on désigne par :

V_1 le potentiel du nuage d'ions ;

V_a le potentiel de l'antenne ;

u la vitesse du fluide ;

t le temps, l'origine étant le passage du paquet d'ions à la plus courte distance de l'antenne ;

a la plus courte distance de passage du nuage d'ions à l'antenne ;

K une constante,

il apparaît que le coefficient d'influence électrique du paquet d'ions sur l'antenne s'exprime par :

$$C_{12} = \frac{K}{(U^2 \cdot t^2 + a^2)^{1/2}} .$$

La charge de l'antenne est alors, d'après les lois de l'électrostatique :

$$(1) \quad Q = - \frac{V_1 \cdot K}{(U^2 \cdot t^2 + a^2)^{1/2}} ,$$

et le courant passant dans la résistance reliant l'antenne à la terre :

$$(2) \quad I = - \frac{dQ}{dt} = + \frac{V_a}{R} .$$

En groupant (1) et (2) nous obtenons l'expression de V_a en fonction des différents paramètres :

$$V_a = - \frac{R \cdot V_1 \cdot K \cdot t}{U \left(t^2 + \frac{a^2}{U^2} \right)^{3/2}} .$$

On peut vérifier sur cette expression que l'instant de passage du nuage d'ions en face du détecteur ($t = 0$) correspond au milieu des temps des extremums de la tension induite. Il suffit pour connaître le temps de passage d'évaluer l'intervalle séparant le maximum de la tension due à l'ionisation du moment représentant le passage du paquet d'ions à la plus courte distance de l'antenne. La tension due à l'ionisation est transmise sans liaison matérielle à l'antenne, uniquement par capacité parasite ; l'antenne est reliée par l'intermédiaire d'un amplificateur à un oscilloscope. La détermination de l'intervalle de temps nécessaire

au passage des ions se fait à partir de l'oscillogramme. Bien entendu, il est possible d'étalonner la vitesse de balayage de l'oscilloscope par modulation de l'intensité lumineuse du « spot » ou par introduction sur une seconde voie d'un signal périodique de fréquence connue.

1.1 2 Méthode utilisée pour ioniser l'air

Jusqu'à présent diverses techniques d'ionisation ont été utilisées :

- Faisceau d'électrons produits extérieurement à la veine d'air : MELLE [22], LAWRENCE [23] ;
- Particules alpha : WRIGHT [24] ;
- Étincelles : MELLE, LAWRENCE, WRIGHT, FAY, MUNNICHIEYSEN [25] ;
- Décharge Corona : H. OERTEL [26] ;
- Décharge Townsend : METTLER [27], William C. COOLEY, H. Guyford STEVER [28] ;
- Décharge glow : LINDALL [29].

Les deux premières techniques citées présentent de nombreuses difficultés d'application, elles sont de ce fait très rarement utilisées en anémométrie. La décharge Townsend ne produit pas une ionisation suffisamment intense, de plus ce n'est pas une décharge autonome. La décharge glow est un intermédiaire entre la décharge Corona et le régime d'étincelles, pour le cas présent elle amène les mêmes inconvénients que les étincelles qui induisent des oscillations haute fréquence dans les circuits de mesure.

Cette classification des décharges possède une signification physique : la décharge Townsend correspond à une décharge avec source d'ionisation extérieure, la décharge Corona à une décharge autonome.

La décharge Corona a été peu utilisée pour marquer un courant gazeux. Il semble que H. OERTEL soit un des premiers à l'avoir fait. Ce type d'ionisation a plutôt été adapté à la mesure de la vitesse d'un fluide de la façon suivante : après avoir créé une décharge Corona permanente entre deux électrodes on la caractérise électriquement, en fonction de la vitesse du courant fluide, soit par la variation du potentiel à intensité électrique constante, soit par celle de l'intensité à potentiel constant.

L'utilisation habituelle de la décharge Corona en régime non permanent se base sur le fait que, comme pour le fil chaud, on considère les effets instantanés de l'écoulement sur la sonde comme correspondant à une suite d'états permanents. La technique de mesure de vitesse par marquage élude cette hypothèse.

Nous avons choisi d'exploiter la décharge Corona, mais par une technique différente de celle de H. OERTEL [26] : Cet auteur établissait la décharge de manière permanente entre deux électrodes, ses manipulations ayant pour but des études de profil de vitesse dans des tubes à choc, il utilisait le fait que le paquet d'ions était arraché par l'onde de choc. Notre procédé est sensiblement différent, nous produisons une impulsion de tension

qui ionise localement le fluide ; cette impulsion commande le déclenchement de l'oscilloscope et y indique l'instant de l'ionisation. La durée de l'impulsion électrique est aussi courte que possible, ceci afin de marquer le fluide dans une zone de très faibles dimensions.

Comme il sera vu plus loin (§ 1,4), l'utilisation de l'effet de pointe permet d'obtenir facilement un champ électrique localement intense ; la source de tension utilisée se prêtait, en effet, peu à l'exploitation de la décharge Corona entre deux électrodes. W. FÜCK [30] indique pour la tension de 18 kV une coexistence des régimes d'arc et de décharge Corona, si bien que d'après ses indications il ne serait possible de différencier nettement les deux types de décharges que pour de faibles écartements des électrodes et seulement dans le cas de tensions relativement faibles.

Nos expériences relient donc trois techniques utilisées antérieurement : la décharge Corona, les impulsions de tension, l'effet de pointe.

1,2 RÉALISATION PRATIQUE DE LA SONDE A IONS

1,2 1 La source d'ionisation, le générateur haute tension

Comme nous l'avons indiqué précédemment la solution d'une décharge en impulsion a été retenue. L'impulsion de tension est produite par une bobine d'induction. Le circuit primaire (fig. 1) contient une batterie d'accumulateurs et un transistor OC28 fonctionnant

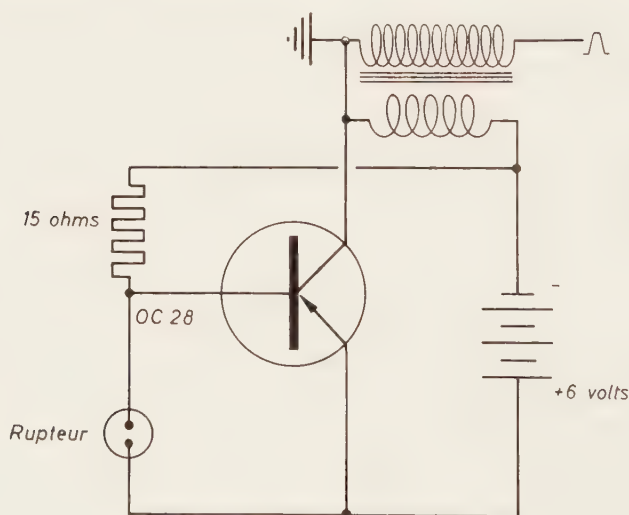


FIG. 1.

en commutation. Le circuit de la base du transistor est commandé par un rupteur. L'utilisation de ce transistor permet d'obtenir une coupure du circuit primaire de la bobine sans extra-courant. Un autre avantage de ce procédé est la possibilité d'utiliser un rupteur à contacts rapprochés.

Le rupteur est commandé pour les écoulements d'air en régime permanent, par une

came entraînée par un moteur électrique. Dans le cas des régimes pulsés son fonctionnement est assuré par une came solidaire du volet de pulsation : suivant la position du support de rupteur, il est possible de commander le processus de mesure pour une position bien déterminée du volet.

1.2 2 Le système de détection et de mesure du temps de passage du nuage d'ions

Le système de détection et de mesure des temps de passage a été conçu initialement en vue de l'utilisation de deux antennes réceptrices, distantes de quelques centimètres dans le sens de l'écoulement d'air. Les détecteurs sont reliés à deux amplificateurs codeurs et les signaux de sortie sont sommés puis envoyés à un oscilloscope. Un des principaux avantages de ce dispositif est l'enregistrement sur une même voie d'informations provenant de plusieurs points de repérage, cela sans interférences des signaux originaux. Sans ce système de codage il était quasiment impossible de déterminer avec précision les instants de passage du nuage d'ions devant plusieurs antennes, lesquelles, dans le cas d'espaces favorables, étaient au nombre maximal de trois. Dans le cas d'un rapprochement trop prononcé, le phénomène était toujours ininterprétable.

LES ANTENNES RÉCEPTRICES

Elles sont constituées par deux aiguilles d'acier de diamètre 0,2 mm et de longueur 15 mm, supportées par une plaquette de plexiglas ; un câble blindé relie chaque antenne à l'amplificateur correspondant.

LES AMPLIFICATEURS CODEURS

Le but du codage est de remplacer le signal complexe capté par l'antenne par un signal beaucoup plus court, de forme géométrique simple. Cette opération est relativement facile (*fig. 2*) au moyen des quatre transformations suivantes :

- amplification du signal ;
- écrêtage du signal amplifié ;
- dérivation des signaux à front raide ainsi obtenus ;
- écrêtage dissymétrique ne conservant que le pic de tension correspondant à l'instant $t = 0$.

En même temps que le codage de signaux, le système évoqué ici permet de réduire à une même amplitude la tension de sortie issue du signal et celle provenant de l'ionisation, ainsi nous évitons de saturer les appareils servant à la mesure des temps de transit.

L'entrée des amplificateurs (*fig. 3*) s'effectue par la grille d'un tube ECC83, une résistance de 1 M Ω relie la grille de cette lampe à la terre. La tension de sortie de chaque étage de l'amplificateur est prise sur l'anode par l'intermédiaire d'une chaîne potentiométrique dont la base est reliée à une source de haute tension négative. Le gain de chaque étage est égal à 10.

L'écrêtage du signal n'est pas dissocié de l'amplification. Le signal traverse cinq étages identiques, conçus en amplificateurs à courant continu, mais présentant, du fait de leurs circuits de grille, la possibilité de fonctionner en écrêteurs. La grille d'entrée d'un

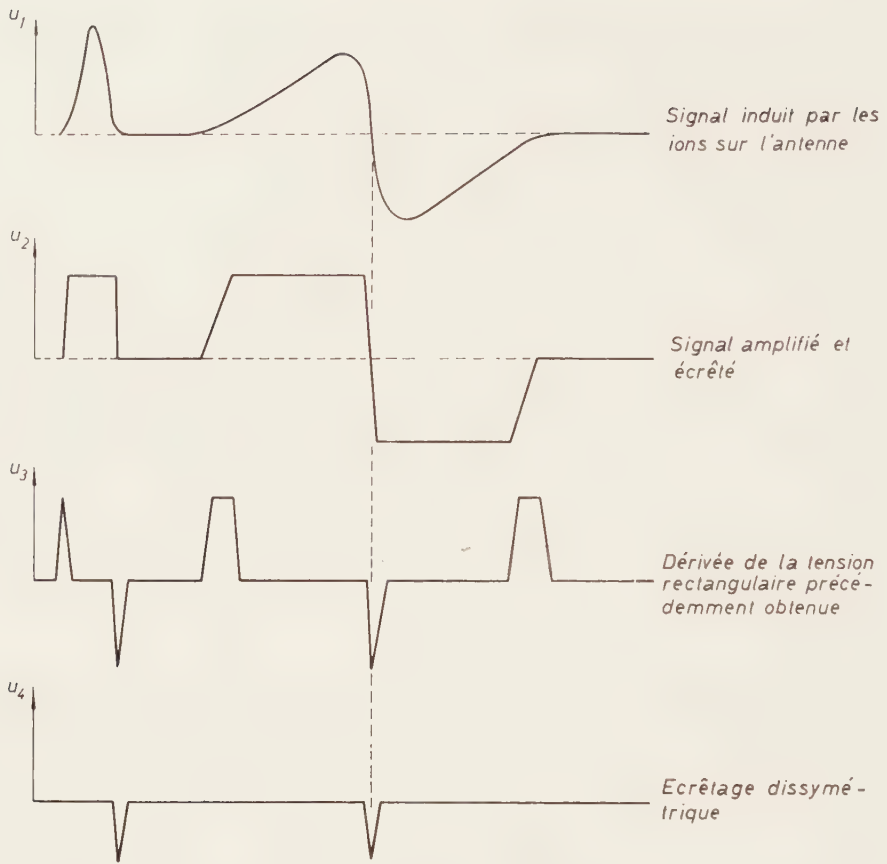


FIG. 2.

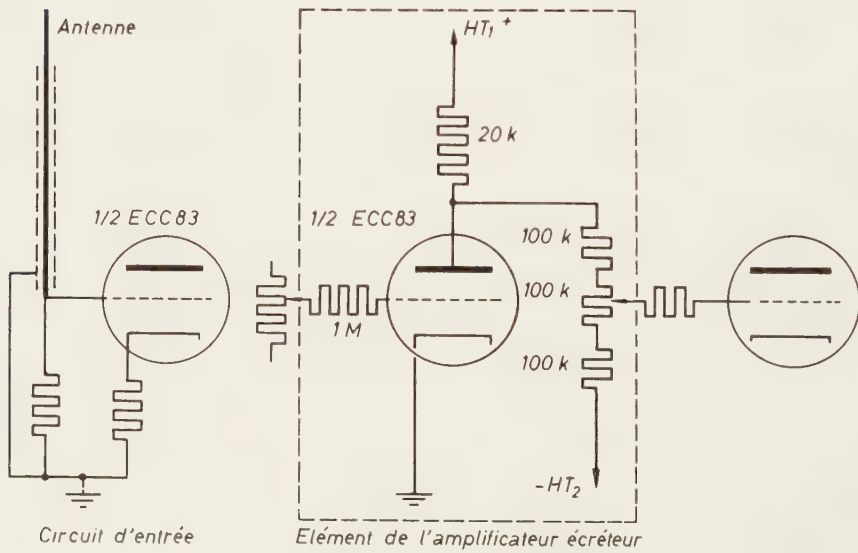


FIG. 3.

étage est portée à un potentiel moyen de 2 V et elle est reliée à l'étage précédent par l'intermédiaire d'une résistance de 1 M Ω ; ainsi, les tensions supérieures à +2 V ne peuvent être amplifiées et de même du fait du « cut-off » les tensions inférieures à -6 V.

La dérivation des signaux à front raide donnés par les circuits précédents s'effectue par un amplificateur à capacité-résistance. Nous avons choisi une constante de temps assez faible pour les circuits d'anode, 10⁻⁴ s ; ainsi le front brusque correspondant au passage du paquet d'ions se transforme en un pic de tension.

Un circuit à diode au germanium élimine l'impulsion de tension négative.

1,2 3 Mise au point de l'appareil

Quelques difficultés se sont élevées lors de la mise au point de l'appareil :

- couplage des étages du fait de l'alimentation haute tension ;
- dérive des amplificateurs.

Les solutions apportées sont les plus simples et les plus rapides parmi celles à notre disposition.

Nous avons réalisé une arrivée haute tension indépendante pour chaque tube : à partir de la source haute tension divergent plusieurs branches alimentant chacune par l'intermédiaire de résistances un tube stabilisateur au néon. Chaque tension est prise aux bornes d'un des tubes.

La simplicité de l'appareil introduit de nombreuses causes de dérive dans le temps, entre autres l'évolution des tubes et des sources de tension. La compensation se fait, par l'intermédiaire des opérateurs d'un calculateur analogique, en réinjectant à l'entrée de l'amplificateur l'intégrale de la dérive dans le temps. L'amplificateur se comporte alors comme un amplificateur à courant alternatif dont la fréquence inférieure de coupure serait très basse.

1,3 ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE LA SONDE A IONS

Nous nous sommes livré à une série de manipulations qui ont permis de déterminer :

- le mécanisme de l'ionisation et l'évolution des ions dans l'espace aval des électrodes émettrices ;
- le caractère stable dans le temps, pour des conditions expérimentales fixées, des résultats fournis ;
- la réponse comparée, en régime permanent et en l'absence de pulsation d'une sonde à ions et d'un tube de Pitot ;

— et après ces études préliminaires nécessaires, la vitesse instantanée d'un courant d'air pulsé.

Il sera traité dans ce chapitre seulement du premier point que nous venons d'indiquer.

1,3 1 Mécanisme de l'ionisation et évolution des ions dans l'espace des électrodes émettrices

Pour bien caractériser le fonctionnement de la sonde, il était nécessaire de suivre l'évolution des ions en aval des électrodes émettrices. Ces essais ont donné des informations sur plusieurs points :

- la localisation exacte de l'origine des ions ;
- l'affaiblissement de la charge du paquet d'ions en fonction du temps ;
- la relation existant, pour une vitesse du fluide donnée, entre le temps de passage des ions et la distance électrodes émettrices-antenne réceptrice.

Nous avons effectué ces essais en plaçant la sonde dans un jet libre. La géométrie du montage est indiquée sur la *figure 4*. La position de l'antenne est caractérisée par ses coordonnées X et Y. Les mesures de la pression d'arrêt et de la pression statique du fluide indiquent une vitesse moyenne de 13,8 m/s. Nous avons utilisé, comme détecteur des signaux induits sur l'antenne, un oscilloscope de grande sensibilité d'entrée.

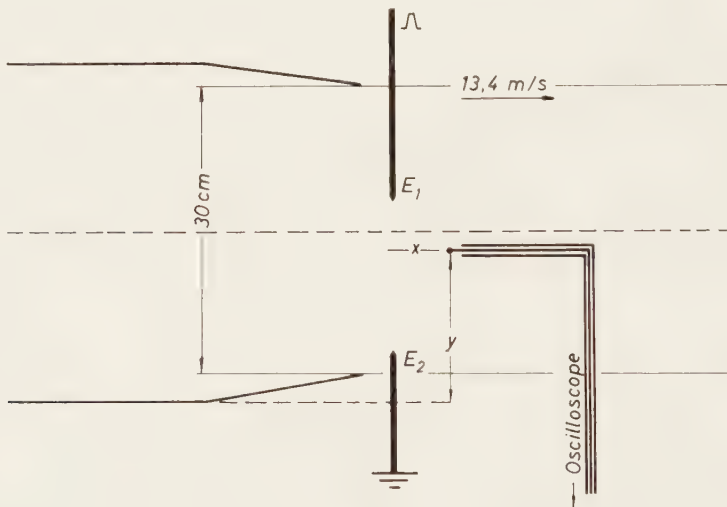


FIG. 4.

1,3 2 Localisation exacte du point d'origine des ions

Le déplacement de l'antenne suivant Y a été effectué pour successivement différentes valeurs constantes de X. Dans le système d'axes choisis, les électrodes sont repérées par :

- électrode isolée E_1 : $Y = 21,2 \text{ cm}$, $X = 0 \text{ cm}$;
- électrode mise à la terre E_2 : $Y = 29,8 \text{ cm}$, $X = 0 \text{ cm}$.

TABLEAU I

	$x = 3 \text{ cm}$	$x = 4 \text{ cm}$	$x = 5 \text{ cm}$	$x = 6 \text{ cm}$	$x = 7 \text{ cm}$	$x = 8 \text{ cm}$
$y(\text{cm})$	V(mV)	V(mm)	V(mV)	V(mV)	V(mV)	V(mV)
29		1	2	2	22	1
28	2	2	5	4	5	3
27	5	6	8	6	8	7
26	8	10	12	10	10	9
25	18	13	18	12	17	12
24	48	35	27	22	22	18
23	60	55	40	30	28	22
22	70	65	50	35	28	25
21	70	65	50	38	32	27
20	70	60	42	38	30	24
19	65	50	32	30	25	20
18	60	20	20	18	18	14
17	45	10	12	12	14	11
16	20	6	8	8	8	8
15		4	5	5	3	5

Les résultats obtenus (tabl. I) sont représentés sur la *figure 5* ; deux constatations s'imposent :

- l'intensité du signal détecté est maximale sur la ligne de courant du fluide passant par la pointe de l'électrode isolée, c'est-à-dire $Y = 21,2 \text{ cm}$;
- la courbe de la tension en fonction de l'écart de la sonde s'applatit lorsque X augmente tandis que l'aire sous la courbe diminue.

Les courbes précédentes de la répartition de l'amplitude des signaux induits sur l'antenne sont toujours rigoureusement symétriques par rapport à la ligne de courant aérodynamique passant par la pointe de l'électrode isolée ; la position de l'électrode de masse ne semble pas avoir d'importance, sa suppression même ne se fait absolument pas sentir sur la forme du signal.

La polarité des charges entraînées par le fluide peut être liée à la polarité du pic de la tension servant à l'ionisation. Nous voyons sur l'écran de l'oscilloscope qu'à un pic positif de tension correspond un premier extrémum positif du signal. Si l'électrode isolée est soumise à une tension négative le premier extrémum de la tension induite par les charges transportées est négatif. L'amplitude du signal n'est pas fonction de la polarité de la haute tension. Il ressort de ces observations que l'électrode isolée est toujours la source des ions et que la polarité des charges transportées correspond au signe de l'impulsion de la tension d'ionisation.

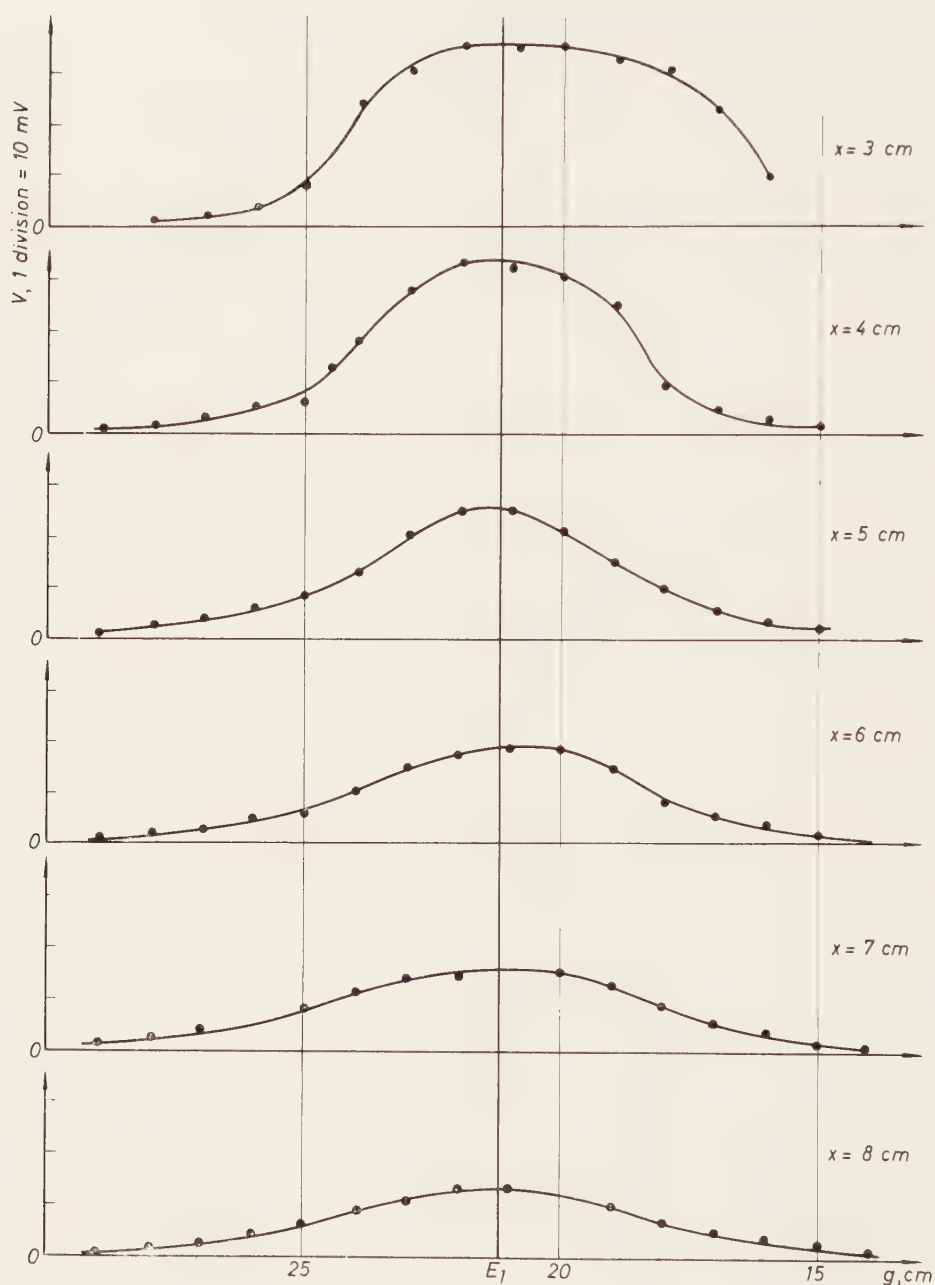


FIG. 5.

La contradiction de ces résultats avec certaines données antérieures [30] peut s'expliquer par un processus différent de création des charges électriques. Il semble ici qu'il faille relier ce mécanisme à l'effet de pointe.

Nous avons aussi effectué quelques expériences dans le cas d'électrodes rapprochées et avec étincelles. Nos moyens de détection ne permettent plus alors de localiser le point de la décharge qui est exactement origine des ions. Par contre, nous avons vu dans ce cas

que si l'électrode isolée est soumise à une impulsion positive le signal détecté est environ trois fois plus important que si elle est soumise à une impulsion négative. W. Fucks [30] a donné une interprétation de ces faits.

1,3 3 Atténuation de la charge transportée et diffusion des ions

Les courbes représentent l'amplitude maximale de la tension induite par les ions sur l'antenne en fonction de l'écart de l'antenne à la ligne de courant aérodynamique issue de l'électrode émettrice montrent (*fig. 5*) un certain aplatissement quand la distance des plans de déplacements transversaux à l'électrode émettrice croît. Ce renforcement relatif des ailes vis-à-vis des sommets traduit une diffusion des charges électriques dans l'espace. Une étude plus poussée, qui sort du cadre de ce mémoire, permettrait par captation d'évaluer très exactement les coefficients de diffusion. Dans les conditions précédentes, lorsque X croît, la surface des courbes et l'amplitude des maximums diminuent très sensiblement. Dans une nouvelle série de mesures nous avons évalué cette décroissance qui, pour une vitesse d'air constante, traduit la diminution de la charge du nuage ionisé.

TABLEAU II

x (cm)	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
V (mV)	70	50	38	32	28	24	22	20	18	16	15	13
x (cm)	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	
V (mV)	12	12	11	11	10	9	8	8	7	6	5	

Le tableau II donne ainsi, pour $Y \approx 21$ cm, l'évolution de la tension induite V en fonction de X . La représentation graphique de ces résultats (*fig. 6*) conduit à une courbe

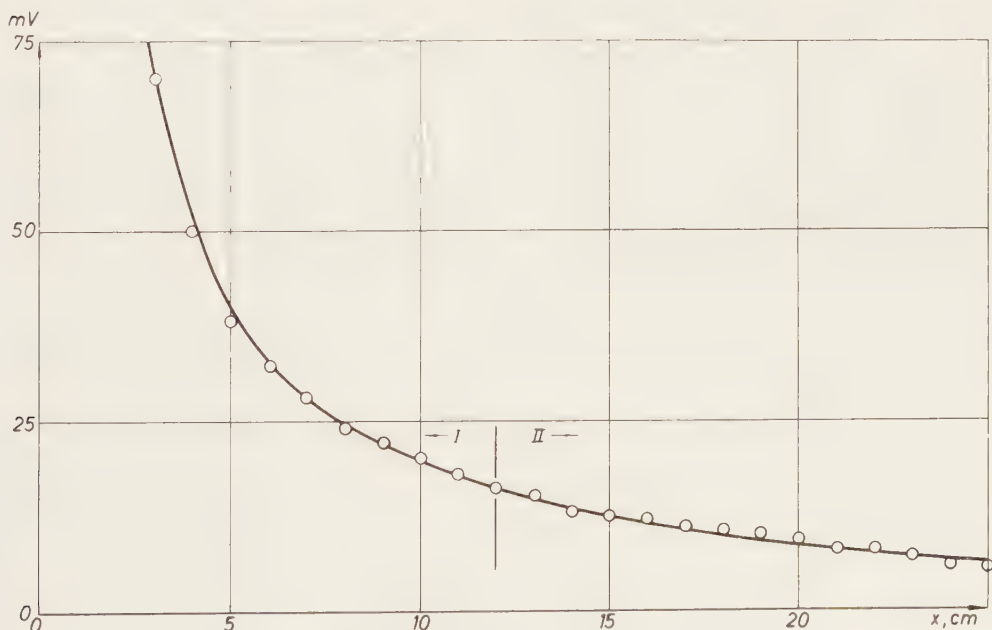


FIG. 6. — Courbe I : $V = 209 x^{-1,03}$; courbe II : $V = 39,8 s^{-0,076 x}$.

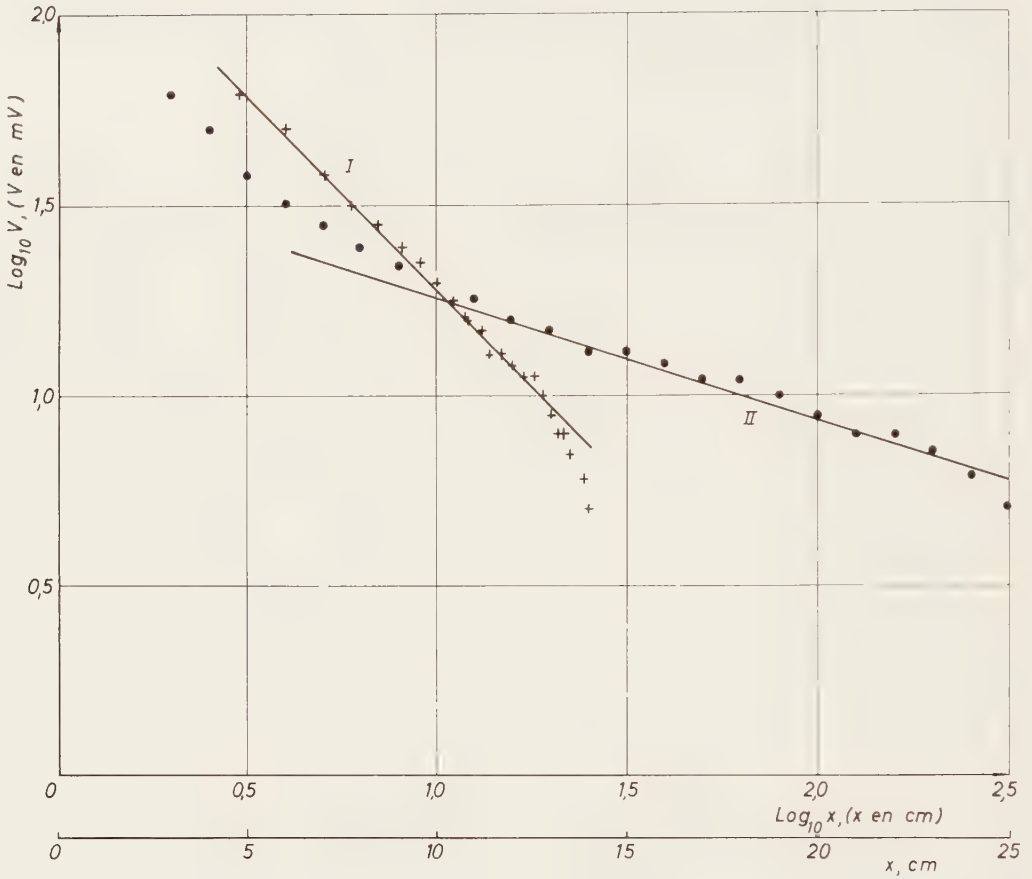


FIG. 7. — I : $\text{Log}_{10} V = -1,03 \text{ Log}_{10} x + 2,32$; II : $\text{Log}_{10} V = -0,033 x + 1,58$.

en décroissance régulière. La figure 7, en coordonnées logarithmiques et semilogarithmiques, montre l'existence de deux domaines :

$3 \text{ cm} \leq X < 15 \text{ cm}$, la représentation logarithmique donne sensiblement une droite, cela correspond à un original de la forme :

$$V = 0,151 \cdot t^{-1,03} \quad (V \text{ en mV et } t \text{ en s}) ;$$

$12 \text{ cm} < X$, la représentation semilogarithmique donne une droite, la fonction initiale est du type :

$$V = 39,8 e^{-10,5 \cdot t} \quad (V \text{ en mV et } t \text{ en s}).$$

Ces constatations évoquent les lois :

— de recombinaison des ions :

$$\frac{dQ}{dt} = -\alpha Q^2 .$$

Q est la charge totale portée par les ions d'un même signe contenus dans l'unité de volume du gaz à l'instant t ;

dQ = diminution de la charge Q pendant le temps dt par suite des recombinaisons entre ions ;

α = coefficient de recombinaison des ions ;

— de diffusion des ions :

$$N = \delta \times \frac{dn}{dx} ;$$

n = concentration en ions du gaz ionisé. On suppose qu'elle est la même en tous les points d'un plan et ne dépend que de la distance X du plan considéré à un plan parallèle pris comme origine ;

N = nombre d'ions qui traversent l'unité de surface du plan, pendant l'unité de temps par suite du phénomène de diffusion ;

δ = coefficient de diffusion des ions.

L'intégration de ces équations représentant les phénomènes précédents donne en effet, pour la première $Q = B + 1/\alpha t$, pour la seconde $n_x = n_{0x} \cdot e^{-\delta t}$.

La constante de diffusion obtenue en unités M.K.S. dans nos expériences, est $\delta = 105$, TOWNSEND [31] indique 4,0 dans l'air au repos. Ce processus d'atténuation des charges par diffusion semble logique, car les courbes indiquées au début de ce paragraphe montrent une augmentation sensible de l'amplitude relative du signal symétriquement par rapport à la ligne de courant aérodynamique passant par la source.

1,4 CONCLUSIONS DE CES ESSAIS : L'IONISATION DE L'AIR PAR EFFET DE POINTE

Ces premières expériences ont permis de préciser plusieurs points importants, en particulier, elles montrent sans ambiguïté que la source des ions est la pointe de l'électrode haute tension et dans une certaine mesure elles précisent le mécanisme de l'ionisation. Et surtout, il apparaît que l'étude de la désionisation devrait apporter quelques renseignements à la connaissance des constantes de diffusion des ions.

1,4.1 Intensité du champ électrique à l'extrémité de l'électrode émettrice

Dans une interprétation relativement simple, nous considérons que la tige servant d'électrode émettrice se termine en un ellipsoïde très allongé. Le demi-petit axe est b , le demi-grand axe est a , la distance des foyers est $2c$.

Le champ électrique extérieur à l'ellipsoïde ainsi défini et porté au potentiel

$$V = \frac{\lambda}{4n\epsilon_0} \ln \frac{a+c}{a-c}$$

est identique au champ électrique créé par un segment de droite de longueur $2c$ et d'extrémités confondues avec les foyers de l'ellipsoïde ; la charge par unité de longueur du segment équivalent serait λ .

Le champ radial suivant le petit axe peut être défini en utilisant le théorème de Gauss $E_b = \frac{\lambda}{2n\epsilon_0 b}$. Le champ à l'extrémité du grand axe se définit en fonction du champ radial, alors :

$$E_a = \frac{2a}{b^2} \cdot \frac{V}{\ln \frac{a+c}{a-c}}.$$

Numériquement : $a = 30$ mm, $b = 2$ mm, $V = 15\,000$ V alors $E_a = 33 \cdot 10^6$ V/m. La valeur du champ électrique trouvée est considérable, mais elle doit être notablement diminuée du fait de la présence de charges électriques dans le gaz.

1,4 2 Evolution du champ électrique lorsque l'on s'éloigne de la pointe

Le champ électrique à l'extrémité de la pointe est toujours relié au champ électrique radial par la relation $\frac{E_a}{E_b} = \frac{a}{b}$. L'ellipsoïde équipotentiel passant par $a+da$ passe aussi par le point $b+db$ déterminé du fait de la relation $a^2 - b^2 = c^2$, par $db = a \cdot da/b$; le champ électrique à une distance da de la pointe est alors $E_a = E_{ab} \frac{1}{1 + \frac{a}{b^2} da}$. Le

champ, comme le montre cette expression, décroît très rapidement ; il devient moitié lorsque l'on s'éloigne de la pointe de $da = 0,13$ mm.

1,4 3 Mécanisme de formation des charges

Du fait de la très grande intensité du champ électrique au voisinage de la pointe, il se produit une importante ionisation du gaz. Les ions de charge contraire en signe à celui de la pointe vont perdre leurs charges sur la pointe, il reste ainsi une majorité de porteurs de charges de même signe que celles de la pointe, ils sont entraînés par le fluide. Dans le cas de charges négatives, les porteurs sont toujours les atomes d'oxygène de l'air [32] ; dans le cas de charges positives, les porteurs peuvent être dus aussi à l'azote.

MESURE DE LA VITESSE INSTANTANÉE D'UN ÉCOULEMENT PULSÉ

Ce chapitre présente l'installation destinée à produire l'écoulement d'air pulsé et la technique de « stroboscopie pilotée » utilisée, puis il rapporte et discute les résultats donnés par la sonde à ions dans un écoulement d'air permanent et ensuite dans un écoulement pulsé.

2,1 RÉALISATION DE LA SOUFFLERIE PULSÉE

Nous avons conçu une petite soufflerie (*fig. 8*) d'une manière analogue au type « Eiffel », mais en ajoutant un élément pour la pulser. On y trouve successivement les

Ensemble de la soufflerie

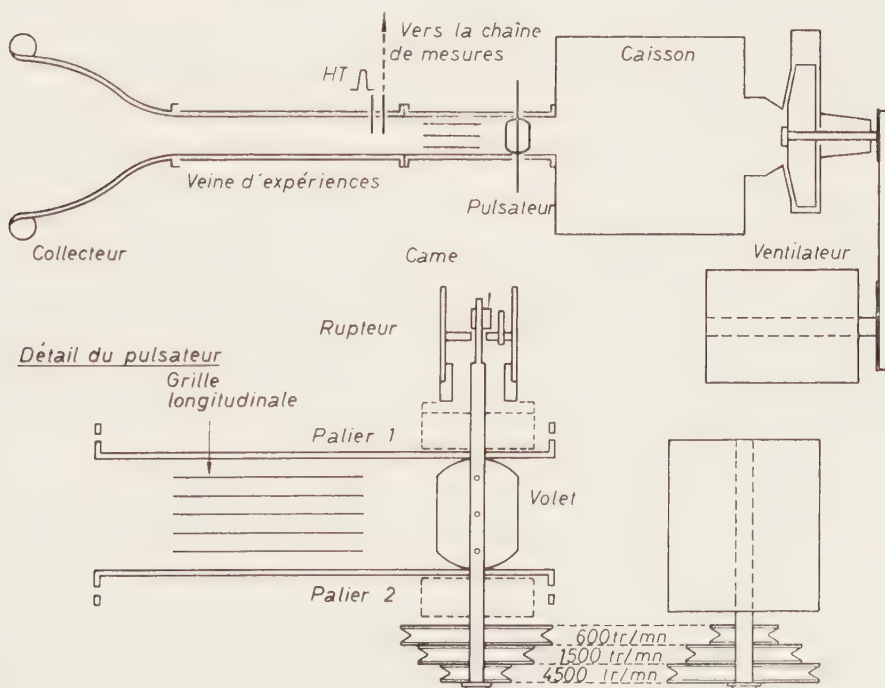


FIG. 8.

éléments habituels : collecteur, veine d'essais puis le groupe motoventilateur. Entre la veine d'essais et ce groupe, nous avons placé l'élément de pulsation et un caisson parallélépipédique à base carrée destiné à amortir les importantes fluctuations de pression et de débit à l'entrée du ventilateur.

2.1 1 La soufflerie

Le diamètre d'entrée du collecteur est de 60 cm, celui de raccordement à la veine d'expérience est de 15 cm. Ce collecteur a été réalisé en « Araldite » armée de tissu. Le profil est de révolution autour de l'axe longitudinal et les cotes sont indiquées sur le plan d'ensemble.

La veine d'expérience est constituée par un tuyau cylindrique en acier étiré de diamètre intérieur 15 cm et de longueur totale 1,50 m, elle est réalisée en deux éléments de longueurs inégales et séparables pour faciliter le montage des différentes sondes utilisées. Derrière la zone où sont effectuées les manipulations, la section la plus courte comporte un cloisonnement à mailles carrées, destiné à réduire les fluctuations de vitesse transversales et supprimer la mise en rotation du fluide autour de l'axe longitudinal. Le pulsateur est localisé dans la partie aval de ce montage.

Nous avons utilisé un ventilateur centrifuge dont les caractéristiques du débit en fonction de la pression de refoulement sont plus intéressantes, pour l'appareil réalisé ici, que celles de ventilateurs hélicoïdes. Le ventilateur (Rateau VMP 35) a pour point de fonctionnement environ $Q = 0,6 \text{ m}^3/\text{s}$ et $h = 150 \text{ mm H}_2\text{O}$. Bien que la puissance absorbée soit seulement 2.3 ch, l'entraînement est assuré par un moteur triphasé de 4 ch qui se comporte, dans ces conditions, sensiblement comme un moteur synchrone. La vitesse de rotation est ainsi très stable, car durant les manipulations la fréquence du secteur ne fluctue que de $\pm 0,1 \text{ Hz}$. Le réglage de débit du ventilateur se fait par un registre à guillotine.

2.1 2 Le dispositif de pulsation

Le dispositif de pulsation a été conçu à partir de l'idée la plus simple, celle du volet tournant sur un axe normal à la direction de l'écoulement. La fréquence de pulsation peut être ajustée en faisant varier la vitesse de rotation de l'arbre supportant le volet. Le taux de pulsation (rapport de l'amplitude de la modulation de vitesse à la vitesse moyenne) se règle par modification de la surface du volet.

Pour plusieurs vitesses constantes, le volet est entraîné par un moteur triphasé de 4 ch permettant, à l'aide d'un ensemble de poulies étagées, de réaliser sensiblement les fréquences de pulsation de 20, 50, 125 Hz ; la puissance consommée est, dans nos expériences, toujours inférieure à 1/8 ch. La raison du choix d'un moteur plus puissant que nécessaire est le fait que l'on recherche, comme pour le ventilateur, une grande constance de la vitesse de rotation. Pour réaliser des vitesses de rotation continûment variables comprises entre 180 et 6 000 tr/mn, on peut utiliser un autre moteur fonctionnant en courant

continu avec un rhéostat de réglage ; mais cette seconde solution ne permet pas d'obtenir une fréquence de pulsation stable dans le temps.

Le caisson reliant le dispositif de pulsation au ventilateur est constitué de plaques de contreplaqué montées sur armature de cornières métalliques. Du fait de leur élasticité, la fréquence de résonance des parois est très basse, 2 Hz seulement. Les liaisons, par les faces avant et arrière du caisson avec le pulsateur et le ventilateur, sont décalées comme le montre le dessin.

2,1 3 Le dispositif de synchronisation

La synchronisation du déclenchement de l'ionisation avec la position du volet est obtenue par une came portée directement par l'axe du volet et entraînant des contacts qui ferment un circuit électrique. La mesure du temps de transit des ions peut être effectuée pour les différentes incidences du volet, ces positions sont déterminées par la rotation du support des contacts et repérées par un vernier. Comme le passage des ions dure un certain temps il est nécessaire de corriger sensiblement la position indiquée par le dispositif précédent. Le détail du processus des mesures figure dans le paragraphe 2,4.

2,1 4 Améliorations possibles du dispositif actuel

A la suite des différentes expériences, il paraît souhaitable d'apporter quelques modifications à la soufflerie.

Les parois métalliques rapprochées de la veine d'air créent une diminution sensible des phénomènes d'influence, ainsi, il est nécessaire de les remplacer par des parois en matière isolante, le blindage étant effectué par un ensemble extérieur à la soufflerie.

Un raccourcissement appréciable de la veine d'essais devrait éliminer les résonances acoustiques de fréquence relativement basse (40 Hz).

Le dispositif de synchronisation doit être modifié très profondément, car dès une fréquence de pulsation de 30 Hz le système de vis platinées présente une mauvaise fermeture de ses contacts ; pour commander l'ionisation, on peut retenir la solution d'une cellule photo-électrique excitée par une source de lumière qu'un disque à fente solidaire de l'axe du volet modulerait.

2,2 DÉTERMINATION DES TEMPS DE TRANSIT DES IONS POUR DIFFÉRENTES VITESSES CONSTANTES

L'écoulement de l'air étant à vitesse constante, nous avons contrôlé le fonctionnement de la sonde à ions en comparant ses indications aux indications fournies par une sonde de pression statique en paroi placée juste en aval du collecteur d'entrée.

La relation simple entre le temps de parcours sur une base donnée et la vitesse du fluide entraîne que la représentation dans un système d'axes cartésiens du temps en fonction de l'inverse de la vitesse doit être une droite passant par l'origine et de pente proportionnelle à la distance électrode émettrice-antenne.

TABLEAU III

Réf.	h (mm)	V (m/s)	$1/V$	t (ms)
1	4,80	8,90	0,112 5	4,460
2	15,85	16,20	0,061 8	2,900
3	12,13	14,15	0,070 6	3,380
4	8,20	11,55	0,086 5	3,760
5	10,66	13,38	0,074 8	3,380
6	18,92	15,18	0,066 0	3,600
7	22,10	19,10	0,052 4	2,545
8	47,92	28,15	0,035 3	2,040

Les mesures ont été effectuées à deux époques différentes : (A) avant et (B) après l'étude du régime pulsé à 20 Hz. Les valeurs obtenues sont données dans les tableaux III et IV. U_1 représente la vitesse de l'air à l'entrée du tube, là où se trouve la prise de pression statique en paroi. U_2 est la vitesse à l'endroit de la sonde à ions ; une série de mesures a montré que $U_2 = 1,083 U_1$, cette relation se trouve bien vérifiée par un calcul tenant compte de l'épaississement de la couche limite. Les vitesses U_1 et U_2 sont exprimées en mètre par seconde et les temps de transit t en millisecondes.

TABLEAU IV

Réf.	h (mm)	V (m/s)	$1/V$	t (ms)
1	48,65	28,25	0,035 3	2,036
2	41,02	26,02	0,038 4	2,107
3	34,58	23,91	0,041 8	2,288
4	27,20	21,15	0,047 2	2,441
5	21,79	18,92	0,052 8	2,720
6	11,91	14,00	0,071 4	3,248
7	5,93	9,91	0,100 9	4,130
8	5,58	9,58	0,104 3	4,435

2,2 1 Résultats obtenus

Par les quatorze points expérimentaux, on peut faire passer (fig. 9) une droite d'équation :

$$t = 35,60/U_2 + 0,89.$$

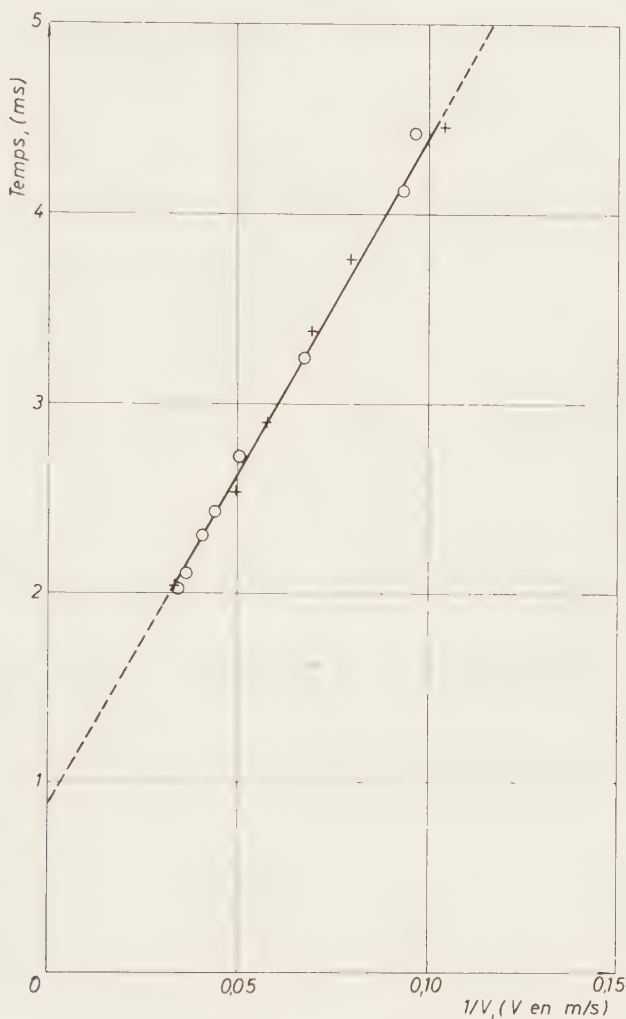


FIG. 9. — + : Essai A ; O : Essai B.

Cette représentation nous porte à effectuer quelques constatations :

— l'écart relatif en ordonnées des points avec la droite moyenne est pour un seul égal à 2,5 %, pour dix autres inférieur à 1 % ; pour les trois points restants cet écart est compris entre 1 et 2,5 % ;

— les mesures effectuées avant et après l'étude en régime pulsé conduisent exactement aux mêmes résultats : même droite moyenne et même dispersion ;

— l'écart du coefficient angulaire de la droite donnée par l'expérience à la valeur

imposée par la géométrie du montage est de seulement 1/10 de millimètre, soit en valeur relative 0,27 %, ce qui est bien inférieur à l'erreur qui entache la mesure de la base géométrique de chronométrage des ions ;

— la droite ne passe pas par l'origine : l'extrapolation des résultats expérimentaux détermine, pour une vitesse infinie, une ordonnée égale à +0,89 ms.

Nous allons examiner, dans le paragraphe suivant, la cause plausible de l'écart relevé ici.

2,2 2 Ordonnée à l'origine de la droite caractéristique de la sonde à ions

Nous pouvons avancer plusieurs interprétations du fait que le temps de trajet pour une vitesse infinie n'est pas nul :

- existence d'une constante de temps d'ionisation, ou retard à l'ionisation ;
- ionisation instantanée, mais existence d'ions « prisonniers » durant le temps de la décharge électrique ;
- altération sensible du signal due à la désionisation ;
- inexactitude partielle des hypothèses de base.

Examinons successivement ces éventualités :

— beaucoup d'autres manipulations, effectuées indépendamment de l'idée de mesures aérodynamiques par sonde à ions [33], ont conduit à mesurer des constantes de temps d'ionisation de l'ordre de $5 \cdot 10^{-6}$ s, donc environ 10^2 fois plus petite que la valeur trouvée ici ;

— l'écart est le même que nous expérimentons avec une décharge non disruptive ou, comme dans le cas de nos premières expériences, avec une décharge disruptive ; or, le temps de décharge varie d'un essai à l'autre dans un rapport important ;

— l'altération du signal par désionisation qui a été examinée dans le chapitre précédent aurait pour conséquence de diminuer très légèrement le temps apparent de passage ; elle est antagoniste de l'effet observé ;

— nous avons effectué les calculs donnant la forme du potentiel induit sur l'antenne en fonction du temps en introduisant comme hypothèse supplémentaire un terme tenant compte de la capacité propre de l'antenne. Cet essai semble donner une solution au fait observé. Nous donnons le détail de ce calcul dans le paragraphe suivant.

2,2 3 Forme du signal induit par ions sur l'antenne

Nous reprenons une partie des hypothèses effectuées le plus généralement :

- le nuage d'ions est identique du point de vue de l'influence à une charge ponctuelle égale à la somme de ses charges et placée en leur centre de gravité ;
- la trajectoire des ions est une droite passant à la distance a de l'antenne qui est supposée elle aussi ponctuelle.

Le type de raisonnement utilisé consiste à matérialiser le paquet d'ions qui devient équivalent à une petite sphère chargée.

En désignant par :

- Q_1 la charge électrique de l'antenne ;
- Q_2 la charge électrique du nuage d'ions ;
- V_1 le potentiel du paquet d'ions ;
- V_2 le potentiel de l'antenne ;
- C_{11} la capacité électrique du paquet d'ions ;
- C_{22} la capacité électrique de l'antenne ;
- C_{12} le coefficient d'influence nuage d'ions-antenne ;
- R la résistance reliant l'antenne à la masse,

les équations de l'électrostatique se résument à :

$$(1) \quad Q_1 = C_{11} \cdot V_1 - C_{12} \cdot V_2 ;$$

$$(2) \quad Q_2 = -C_{12} \cdot V_1 + C_{22} \cdot V_2.$$

L'influence de la résistance reliant l'antenne à la masse, se traduit par un courant :

$$(3) \quad - \frac{dQ_2}{dt} = \frac{V_2}{R} = I .$$

Nous avons supposé que la charge du paquet d'ions était équivalente du point de vue de l'influence électrique extérieure à une charge électrique ponctuelle placée au centre de gravité du nuage ionisé. Il est ainsi possible de calculer à partir de cette image (*fig. 10*) le terme C_{12} . En appelant :

- K une constante ;
- u la vitesse du fluide ;
- t le temps dont l'origine est l'instant de passage à la plus courte distance de l'antenne ;
- a écart de la trajectoire du paquet d'ions à l'antenne,

la relation de C_{12} en fonction des différents paramètres s'exprime par :

$$C_{12} = \frac{K}{(u^2 \cdot t^2 + a^2)^{1/2}} .$$

Comme le coefficient d'influence C_{12} est nettement plus faible que la capacité propre C_{22} du paquet d'ions et comme le potentiel antenne est, lui aussi, inférieur au potentiel du paquet d'ions, V_1 et Q_1 sont sensiblement constants. Les équations (2) et (3) suffisent alors pour résoudre le problème, c'est-à-dire pour déterminer V_2 en fonction de V_1 , R et C_{12} fonction explicitée de la vitesse du fluide.

En tenant compte des remarques précédentes, nous éliminons la variable Q_2 entre les relations (2) et (3).

$$(4) \quad \frac{V_2}{R} + C_{22} \cdot \frac{dV_2}{dt} = + V_1 \cdot \frac{dC_{12}}{dt} .$$

Une manière simple pour intégrer (4) consiste à utiliser la méthode de variation des constantes arbitraires. Nous intégrons dans une première phase l'équation sans second membre, ce qui donne :

$$V_2 = C e^{-t/R} \cdot C_{22}$$

C'est la constante d'intégration. On remplace alors dans l'équation (4) V_2 par sa valeur qui est solution de l'équation sans second membre, et l'on suppose maintenant que la constante C est une fonction de t , C apparaît alors comme solution générale :

$$\begin{aligned} \frac{dC}{dt} &= + \frac{V_1}{C_{22}} \cdot e^{t/RC_{22}} \cdot \frac{dC_{12}}{dt} , \\ V_2 &= + \frac{V_1}{C_{22}} \cdot e^{-t/RC_{22}} \int_{-\infty}^t e^{t/RC_{22}} \cdot \frac{dC_{12}}{dt} \cdot dt . \end{aligned}$$

Calculons V_2 sous une forme explicite : l'intégration par parties conduit à un développement en série

$$V_2 = - \frac{V_1}{C_{22}} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} (-RC_{22})^n \cdot \frac{d^n C_{12}}{dt^n} .$$

La série est convergente car les termes en $(RC_{22})^n$ constituant déjà une série convergente, et les dérivées successives de $(x^2+1)^{-1/2}$ forment aussi une série convergente BASS [34]. Le calcul de la forme du signal peut se faire d'une manière satisfaisante en utilisant les deux premiers termes de la solution générale :

$$V_2 = \frac{V_1}{C_{22}} \left[+ RC_{22} \cdot \frac{dC_{12}}{dt} - (RC_{22})^2 \cdot \frac{d^2 C_{12}}{dt^2} \right] .$$

2,2 4 Exploitation de l'équation donnant la forme du signal induit sur l'antenne par les ions en fonction de l'impédance complexe reliant l'antenne à la terre. Calcul du temps de retard

Nous allons déterminer, à partir de l'équation établie dans le paragraphe précédent, la position des maximums et des minimums de la tension induite. Cette position est caractérisée par :

$$\frac{dV_2}{dt} = 0 , \quad \text{soit} \quad \frac{d^2 C_{12}}{dt^2} - RC_{22} \cdot \frac{d^3 C_{12}}{dt^3} = 0 .$$

En remplaçant C_{12} par sa valeur explicitée en fonction du temps, et après

suppression du dénominateur qui est toujours fini, on aboutit à une équation du quatrième degré :

$$(2 \cdot t^4 + t^2 \cdot \beta - \beta^2) - RC_{22}(-6t^3 + 9\beta \cdot t) = 0$$

avec $\beta = a^2/u^2$.

La solution dans le cas où $R \cdot C_{22} = 0$ est :

$$t = \pm \sqrt{\frac{\beta}{2}}.$$

Nous allons rechercher la solution générale de forme $t = \sqrt{\frac{\beta}{2}} (1 + \varepsilon)$.

Le calcul est limité au premier terme en ε :

$$2 \cdot \frac{\beta^2}{4} (1 + 4\varepsilon) + \frac{\beta}{2} \beta (1 + 2\varepsilon) - \beta^2 - \frac{1}{\alpha} \left[-6 \left(\frac{\beta}{2} \right)^{\frac{3}{2}} (1 + 3\varepsilon) + 9\beta \sqrt{\frac{\beta}{2}} (1 + \varepsilon) \right]$$

nous trouvons après simplification, que :

$$\varepsilon = R \cdot C_{22} \left(\frac{\beta}{2} \right)^{-\frac{1}{2}};$$

de même la solution de la forme :

$$t = -\sqrt{\frac{\beta}{2}} (1 + \varepsilon)$$

donne :

$$\varepsilon = -RC_{22} \left(\frac{\beta}{2} \right)^{-\frac{1}{2}}.$$

Ces valeurs correspondent à un décalage des maximums et des minimums de RC_{22} , donc à une augmentation apparente du temps de passage égale à RC_{22} .

Evaluons numériquement ce retard :

$$R = 10^6 \Omega;$$

$$C = 500 \text{ pF};$$

$$R \cdot C_{22} = 0,5 \text{ ms.}$$

La valeur obtenue ici semble assez bien rendre compte des faits, mais elle est légèrement trop faible.

Nous avons calculé, à partir de l'équation indiquée précédemment, la forme exacte du signal induit, cela pour plusieurs valeurs des paramètres RC_{22} et β , la machine

numérique utilisée était une CAB 500. Les courbes représentant les valeurs calculées (fig. 10) illustrent très bien les oscillogrammes dont nous donnons les photographies.

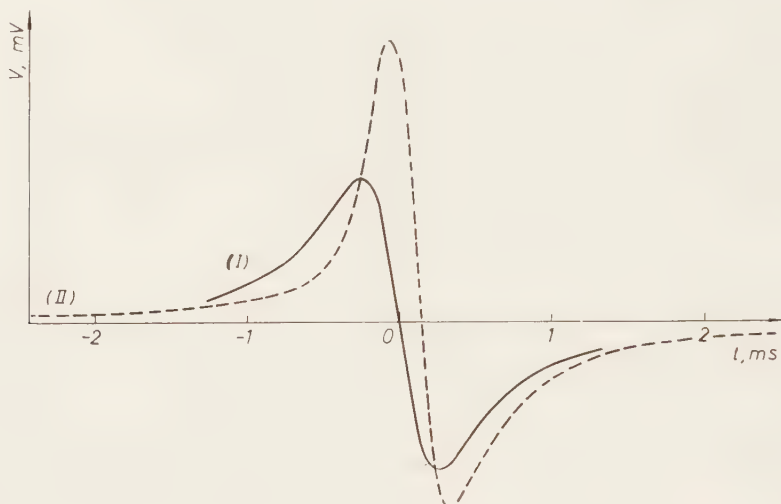


FIG. 10. — Courbe I : $a/V = 2$ ms, $RC_{22} = 0$; Courbe II : $a/V = 2$ ms, $RC_{22} = 0,1$ ms

2,2 5 Etude du temps de passage des particules électrisées en fonction de la distance de l'émetteur au récepteur, pour une vitesse du fluide constante

Cet essai a été effectué en reliant, par un câble coaxial de petite longueur, l'antenne détectrice à un oscilloscope de grande sensibilité et de très faible capacité d'entrée.

La sonde a été montée dans l'axe d'un jet libre de structure homogène ; un tube de Pitot indique dans la zone des mesures une vitesse constante égale à 13,8 m/s. Nous avons déplacé l'antenne sur la ligne de courant issue de l'électrode émettrice fixe et mesuré les temps de passage des ions en fonction de la distance de l'électrode émettrice à l'antenne détectrice.

Temps (ms)	4,5	8,4	11,2	14,0	18,9	26,0	32,0	38,0	45,5	49,0
Distance (cm)	5,1	9,4	12,0	18,5	25,7	33,7	41,7	51,1	60,0	67,5

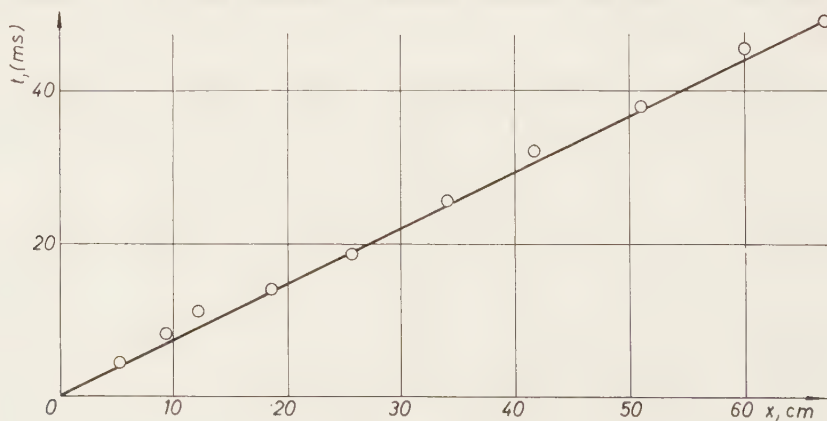


FIG. 11.

La courbe (*fig. 11*) représentant le temps de passage en fonction de la distance prend bien l'allure d'une droite, la relation $t = x/u$ donne une valeur de u égale à 13,8 m/s. Cette droite passe aussi par l'origine du système d'axe, nous n'avons pas observé l'existence d'un temps de passage appréciable correspondant à une vitesse infinie.

Il semble bien, d'après cette manipulation et vu le calcul précédent (2,23), que la majoration du temps de passage observée soit seulement imputable à la déformation du signal due à la capacité parasite de l'antenne et du circuit d'entrée de l'amplificateur.

2,2 6 Ecart calculé de la trajectoire du paquet d'ions à l'antenne

Deux raisons confirment que l'antenne est placée dans notre montage sur la ligne de courant issue de la pointe de l'électrode émettrice :

- la géométrie de l'ensemble ;
- le fait que l'amplitude du signal soit maximale en ce point et que le signal diminue pour tout déplacement de l'antenne normalement à la direction de l'écoulement.

Nous avons cependant essayé de calculer à partir de l'équation établie précédemment la distance de l'antenne à la ligne de déplacement des ions. La position des maximums de tension du signal induit est caractérisée par :

$$t'_1 = -\sqrt{\frac{\beta}{2} + RC_{22}} \quad \text{et} \quad t'_2 = \sqrt{\frac{\beta}{2} + RC_{22}} ,$$

leur écart est donc $t'_2 - t'_1 = \sqrt{2\beta}$. Nous allons évaluer cet écart à partir des valeurs numériques relevées lors de l'étalonnage de la sonde à ions pour différentes vitesses constantes.

Les résultats expérimentaux rapportés dans le paragraphe 2,2 ont donné des valeurs de $(t_2 - t_1) \cdot U$ comprises entre 62 et 68 mm. La moyenne de 65 mm donne une valeur de l'écart a égale à 4,65 cm.

Ce résultat paraît peu probable, la sonde étant distante de 3,5 cm de l'émetteur, il impliquerait que les lignes de courant du fluide s'écartent de plus de 45° de l'axe de l'écoulement. Nous avons déjà noté, pour de faibles déplacements transversaux, que la forme du signal varie assez lentement avec la position de l'antenne.

Il semble que la seule cause possible de cette divergence avec la théorie proposée soit que l'hypothèse d'assimiler le nuage d'ions à une charge ponctuelle (hypothèse qui a permis de déceler l'importance de la capacité propre de l'antenne) manquerait toutefois de rigueur, par exemple parce que les ions diffusent rapidement. Cette répartition des charges électriques dans l'espace expliquerait l'aspect diffus du signal, mais ne modifierait pas la valeur du retard calculée précédemment ; en effet, les résultats obtenus dans les calculs (2,24) ne tiennent pas compte de la distance de l'antenne à la trajectoire des ions, le signal induit peut être considéré comme résultant de la somme des signaux de retards identiques dus à chaque élément ponctuel du nuage d'ions.

2.3

PRÉCISION DES RÉSULTATS, COMPARAISON DES ESSAIS EFFECTUÉS AVEC UNE ANTENNE ET DES ESSAIS EFFECTUÉS AVEC DEUX ANTENNES

Il découle du principe de chronométrage la possibilité d'évaluer le temps de passage des ions soit entre les électrodes émettrices et une antenne, soit entre deux antennes placées en aval de la source d'ionisation.

La méthode basée sur l'utilisation de deux antennes semble, à première vue, la plus séduisante, car elle éluderait les perturbations dues à l'ionisation et au déclenchement de l'oscilloscope. Par contre, la désionisation due à un plus long trajet affaiblit alors très sensiblement le signal.

2.3 1 Détermination du temps de passage à partir des extremums de la tension induite

Dans le tableau V nous donnons les résultats de diverses mesures, effectuées toutes pour un même régime d'écoulement d'air à vitesse moyenne et pulsation constante.

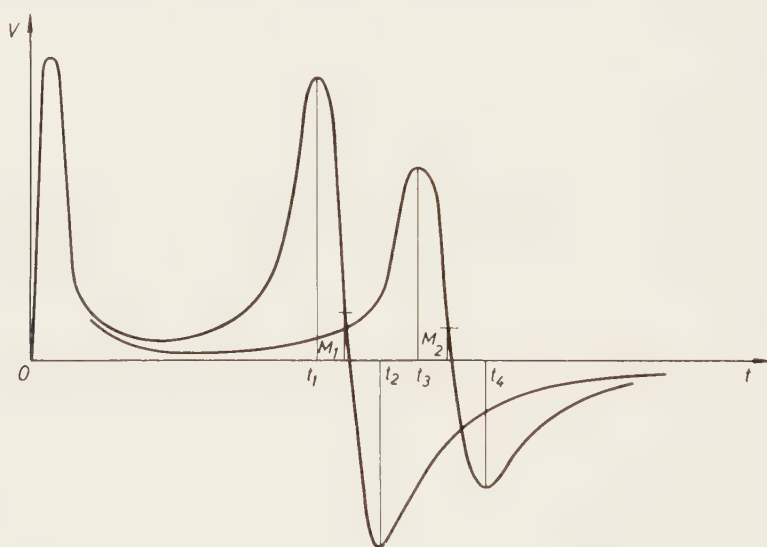


FIG. 12.

Le déclenchement de l'impulsion d'ionisation est commandé toujours pour la même position du volet. L'origine des temps est l'instant de l'impulsion d'ionisation. Comme l'indique la *figure 12* nous appelons :

t_1 instant du maximum de la tension induite sur la première antenne ;

t_2 instant du minimum de la tension induite sur la première antenne ;

TABLEAU V

N ^o	T ₁	T ₂	T ₃	T ₄	D	N ^o	T ₁	T ₂	T ₃	T ₄	D
1	1,91	3,84	2,54	4,72	0,76	26	2,00	3,93	2,53	5,06	0,83
2	1,67	4,00	2,27	5,13	0,86	27	1,93	4,00	2,40	4,93	0,70
3	1,93	3,80	2,53	4,80	0,80	28	1,87	4,06	2,47	5,20	0,80
4	1,89	4,00	2,47	5,06	0,82	29	1,87	3,93	2,47	5,06	0,87
5	1,93	3,94	2,49	4,93	0,85	30	1,93	3,93	2,49	5,06	0,84
6	1,87	4,00	2,40	5,06	0,80	31	1,93	3,97	2,40	5,06	0,78
7	2,00	3,60	2,53	4,40	0,67	32	2,00	3,73	2,53	4,93	0,83
8	1,93	3,86	2,47	4,93	0,80	33	2,00	4,00	2,47	5,06	0,77
9	1,89	3,73	2,53	4,80	0,85	34	1,93	4,00	2,40	5,20	0,83
10	1,93	3,73	2,53	4,66	0,77	35	1,93	3,73	2,53	4,66	0,77
11	1,87	3,93	2,40	5,06	0,83	36	1,93	4,00	2,53	5,06	0,83
12	1,91	3,84	2,47	5,00	0,85	37	1,87	4,13	2,33	5,06	0,70
13	1,87	3,73	2,47	4,93	0,90	38	1,87	3,86	2,47	5,06	0,90
14	1,93	4,00	2,51	5,20	0,89	39	1,87	4,00	2,40	4,93	0,73
15	1,87	3,93	2,40	5,06	0,83	40	2,00	3,93	2,53	5,06	0,83
16	1,83	3,86	2,52	5,04	0,88	41	1,67	3,93	2,47	4,93	0,80
17	1,87	3,93	2,47	4,93	0,80	42	1,87	4,00	2,40	4,93	0,73
18	1,87	3,93	2,47	5,06	0,87	43	1,93	4,00	2,47	4,93	0,73
19	1,93	4,06	2,47	5,13	0,83	44	1,93	3,93	2,47	4,93	0,80
20	1,93	3,73	2,60	4,53	0,73	45	1,93	4,00	2,40	4,93	0,70
21	2,07	3,80	2,60	4,80	0,83	46	2,00	3,93	2,47	4,93	0,73
22	1,87	4,00	2,40	5,06	0,80	47	2,00	3,86	2,53	5,06	0,87
23	1,93	3,66	2,53	4,93	0,83	48	2,00	3,86	2,53	5,20	0,93
24	2,00	4,00	2,53	5,20	0,90	49	2,00	3,93	2,53	5,06	0,83
25	2,00	3,94	2,53	5,06	0,83	50	1,93	3,86	2,47	5,06	0,87

t_3 instant du maximum de la tension induite sur la seconde antenne ;

t_4 instant du minimum de la tension induite sur la seconde antenne ;

$D = (t_3 + t_4) - (t_1 + t_2)$ temps correspondant au double du temps de trajet de la première antenne à la suivante.

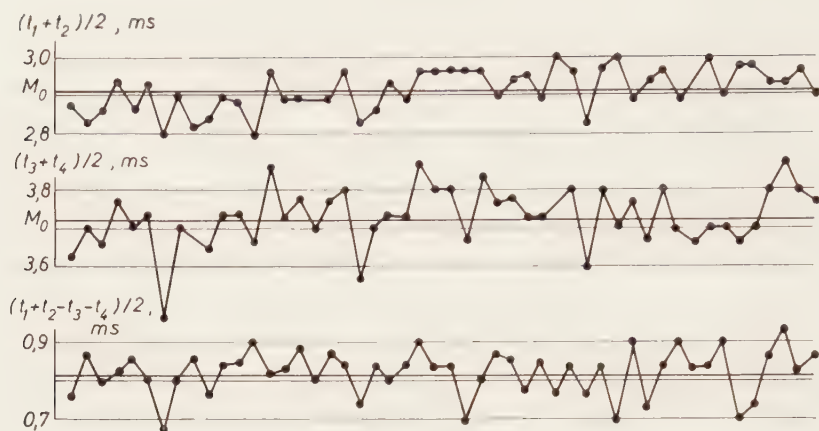


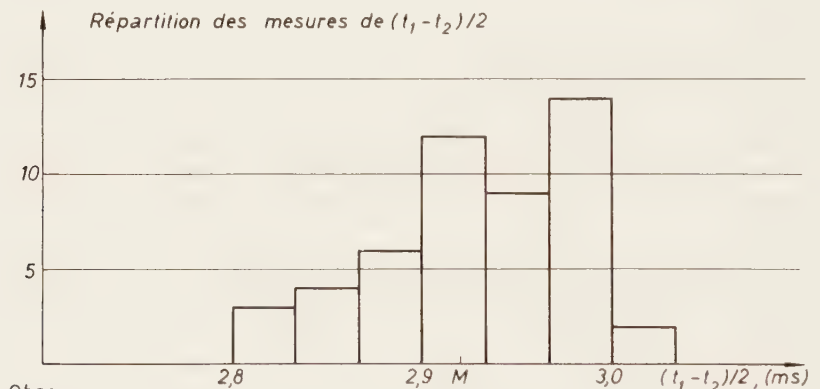
FIG. 13.

La représentation sur un graphique (fig. 13) des valeurs obtenues en fonction du temps de :

$$(t_1 + t_2), \quad (t_3 + t_4), \quad (t_3 + t_4) - (t_1 + t_2),$$

ne semble ni avoir le caractère d'une fonction périodique, ni celui d'une fonction mathématique simple. Nous allons donc considérer les écarts de mesure comme purement aléatoires. Les quelques pics en phase sont peut-être dus à des fluctuations de vitesse, mais

Obser.



Obser.

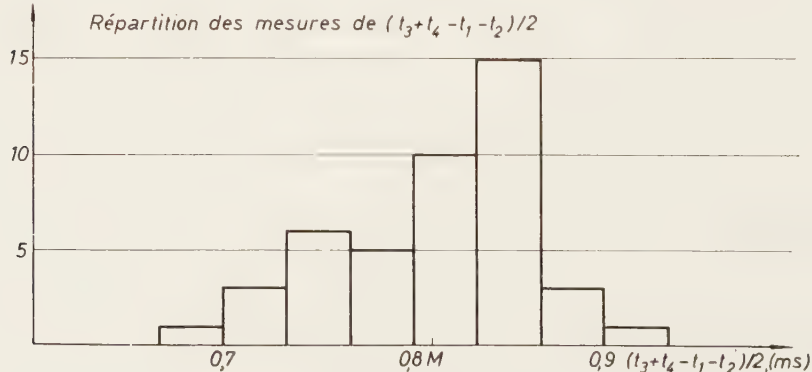


FIG. 14.

celles-ci peuvent être considérées comme ayant, elles aussi, un caractère aléatoire. La fonction observée est due à la composition des écarts de mesure de la sonde à ions et des fluctuations de vitesse.

Les valeurs obtenues ont été comptées par intervalles et représentées graphiquement (*fig. 14*). L'échantillonnage restreint choisi (50 observations) ne permet pas d'obtenir une courbe de GAUSS parfaite, mais l'allure de la distribution évoque beaucoup ce profil.

Nous donnons, pour les différents temps de parcours t_i , les valeurs de :

— la moyenne des mesures : $M = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n t_i$;

— l'écart-type : $s = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (x_i - M)^2}{n - 1}}$;

— l'écart-type relatif : $s' = s/M$.

Détermination du temps de passage en utilisant le signal reçu par l'antenne 1 :

- distance de l'électrode émettrice à l'antenne 1 : $x_1 = 3,56$ cm ;
- temps moyen de parcours : $M = 2,91$ ms ;
- écart-type : $s = 0,052$ ms ;
- écart-type relatif : $s' = 1,78$ %.

Détermination du temps de passage en utilisant le signal reçu par l'antenne 2 :

- distance de l'électrode émettrice à l'antenne 2 : $x_2 = 5,06$ cm ;
- temps moyen de parcours : $M = 3,72$ ms ;
- écart-type : $s = 0,0742$ ms ;
- écart-type relatif : $s' = 1,99$ %.

Détermination en utilisant les deux antennes :

- distance de l'antenne 1 à l'antenne 2 : $x_{12} = 1,5$ cm ;
- temps moyen de parcours : $M = 0,81$ ms ;
- écart-type : $s = 0,058$ ms ;
- écart-type relatif : $s' = 7,179$ %.

La manipulation précédente a été effectuée en régime pulsé. H. OERTEL [26], en utilisant une sonde à effet Corona dans un tube à choc, a trouvé : avec une seule antenne $s' = 1,4$ % et avec deux antennes $s' = 2,0$ %. Dans nos manipulations les écarts relatifs sont sensiblement plus grands et du fait que le temps de passage réel est sensiblement inférieur au temps mesuré, nous devons majorer l'écart relatif obtenu avec un seul détecteur jusqu'à 2,3 %. Notons que la précision ne semble pas varier avec la distance électrodes émettrice-antenne. Lors de l'utilisation de deux antennes on obtient des écarts-types relatifs plus importants que ceux évalués pour un seul capteur.

Les différences soulignées ici sont peut-être dues, en partie, aux fluctuations de vitesse

dans notre soufflerie qui, alors, ne fournirait pas un courant d'air périodique parfaitement stable ; le fait de pulser l'écoulement du fluide avec un volet donne un phénomène aérodynamique légèrement instable, le tube à choc peut comparativement donner lieu à des phénomènes plus reproductibles.

Dans le cas de deux antennes, la dimension de la base de mesure cause l'augmentation prohibitive de l'écart-type relatif tandis que l'écart-type absolu reste faible.

2.3 2 Autre examen du signal, passage de la tension induite à la valeur médiane de ses extremums

Si la détermination précédente des maximums et minimums de tension est relativement rapide, sa précision est par contre diminuée du fait de l'aplatissement du second extremum.

A partir de l'équation proposée dans le paragraphe 2,23 le calcul montre que les mesures de temps de passage prenant en considération les extremums ou le passage au zéro de la tension induite doivent conduire au même résultat. La détermination du passage au zéro du potentiel induit étant difficile, ceci du fait même de réaliser une mesure de potentiel de manière absolue, nous avons préféré évaluer l'instant d'arrivée du signal à la valeur médiane des extremums.

Dans le tableau VI nous donnons, relativement aux 50 observations précédentes, les temps t'_1 et t'_2 correspondant à ces passages. Suivant ces considérations nous avons calculé les valeurs moyennes des temps de passage, les écarts-types absolus, les écarts-types relatifs.

Passage du paquet d'ions sur la première antenne :

- temps moyen de parcours = 2,76 ms ;
- écart-type = 0,038 8 ms ;
- écart-type relatif = 1,41 %.

Passage du paquet d'ions sur la seconde antenne :

- temps moyen de parcours = 3,59 ms ;
- écart-type = 0,090 5 ms ;
- écart-type relatif = 2,54 %.

Passage du paquet d'ions entre les deux antennes :

- temps moyen de parcours = 0,830 ms ;
- écart-type = 0,072 ms ;
- écart-type relatif = 9,3 %.

Les valeurs moyennes des temps de passage obtenus dans le cas de l'utilisation d'une seule antenne sont plus faibles dans ce type d'examen que dans le précédent. La dispersion des mesures reste par contre pratiquement inchangée.

TABLEAU VI

N ^o	t'_1 (ms)	t'_2 (ms)	D' (ms)	N ^o	t'_1 (ms)	t'_2 (ms)	D' (ms)
1	2,71	3,57	0,87	26	2,80	3,68	0,88
2	2,67	3,60	0,93	27	2,75	3,53	0,79
3	2,69	3,48	0,79	28	2,72	3,65	0,93
4	2,73	3,60	0,87	29	2,73	3,59	0,65
5	2,76	3,56	0,80	30	2,81	3,72	0,91
6	2,73	3,64	0,91	31	2,75	3,59	0,84
7	2,73	3,47	0,73	32	2,75	3,57	0,83
8	2,71	3,57	0,87	33	2,80	3,64	0,84
9	2,69	3,55	0,95	34	2,79	3,67	0,88
10	2,73	3,49	0,96	35	2,76	3,47	0,76
11	2,79	3,64	0,85	36	2,80	3,59	0,79
12	2,71	3,61	0,91	37	2,77	3,55	0,77
13	2,69	3,58	0,89	38	2,73	3,53	0,80
14	2,79	3,80	1,01	39	2,73	3,49	0,76
15	2,72	3,63	0,91	40	2,80	3,59	0,79
16	2,75	3,71	0,96	41	2,73	3,49	0,76
17	2,79	3,84	1,05	42	2,79	3,52	0,73
18	2,73	3,67	0,93	43	2,77	3,51	0,73
19	2,85	3,68	0,83	44	2,79	3,53	0,75
20	2,73	3,55	0,79	45	2,75	3,53	0,79
21	2,83	3,63	0,80	46	2,76	3,45	0,69
22	2,75	3,63	0,88	47	2,73	3,44	0,71
23	2,75	3,56	0,81	48	2,80	3,59	0,79
24	2,80	3,71	0,91	49	2,80	3,51	0,79
25	2,77	3,60	0,83	50	2,75	3,47	0,72

Le moment où le signal passe par la valeur moyenne des extremums est sensiblement antérieur au passage au zéro, car l'amplitude du premier extremum est sensiblement plus importante que celle du second, ceci pour deux raisons :

- diminution dans le temps de la charge du nuage d'ions,
- effet de la capacité propre de l'antenne.

La résultante de ces deux effets est difficilement évaluable.

2,3 3 Conclusion

Le second examen du signal a été effectué suivant l'idée que la meilleure définition des lectures par rapport à celles qui ont été précédemment réalisées (intersection d'une droite et d'une courbe suivant un angle d'une soixantaine de degrés) amènerait une moindre dispersion des mesures. L'expérience n'a pas confirmé ce point de vue, les écarts déterminés ici sont identiques aux précédents. Nous abandonnons cette méthode de détermination des temps de transit car, à égale précision, il est plus difficile d'établir la relation entre les temps mesurés et la durée réelle du passage des ions.

Nous avons retenu pour nos manipulations ultérieures le principe de la mesure des temps de passage par la détermination des extremums de la tension induite. Comme l'expérience l'a mis en évidence nous utiliserons, pour avoir la moindre dispersion, une seule antenne détectrice.

2.4 MESURE DE LA VITESSE EN RÉGIME PULSÉ

Nous avons mesuré pour des positions données du volet de pulsation les temps de passage des ions entre l'électrode émettrice et l'antenne réceptrice. Le déclenchement du processus d'ionisation est fait à un instant t_0 pour une position α_0 du volet ; du fait de l'inertie de l'appareillage électrique et mécanique le maximum de la tension d'ionisation n'apparaît qu'un certain temps après la fermeture des contacts du rupteur : t_1 est l'instant où se produit ce maximum et α_1 est la position du volet lors de ce maximum. Le passage devant l'antenne est caractérisé par t_2 et α_2 . Nous voyons ainsi que, le temps de passage n'étant pas infiniment court, nous mesurons la vitesse moyenne entre deux positions du volet.

L'intervalle $t_2 - t_1$ est toujours assez faible vis-à-vis de la période de pulsation, le quinzième environ, nous considérons que la vitesse instantanée à l'instant $(t_1 + t_2)/2$ est égale à la vitesse moyenne entre les instants t_2 et t_1 ; cette manière de procéder est rigoureuse dans le cas d'une évolution linéaire de la vitesse en fonction du temps.

Expérimentalement, nous avons effectué nos mesures pour des positions du volet variant de 10 en 10°. Du fait de la symétrie du volet, l'évolution de la vitesse est la même pour des angles différant de 180°. Nous n'avons, en effet, expérimentalement détecté que de très faibles écarts. Les valeurs obtenues pour les angles α_0 supplémentaires ont donc été regroupées.

2.4 1 Détermination d'un profil de vitesse en fonction du temps pour une fréquence de pulsation de 20 Hz environ

Les résultats rassemblés ici proviennent de quatre séries d'essais effectués à des époques différentes dans les mêmes conditions expérimentales. La moyenne des mesures a été calculée pour chacun des angles α_0 ; les positions ainsi considérées variant de 10 en 10°. Les temps de transit du nuage d'ions sont sensiblement les mêmes pour des positions du volet différant de 180°.

Dans ces essais la vitesse de rotation du volet était de 581 tr/mn, ce qui correspond à une fréquence de pulsation de 19,38 Hz. Les temps de transit réels sont indiqués par le

TABLEAU VII

α_0^0	t (ms)	V (m/s)	$\sqrt{V}$	α_0^0	t (ms)	V (m/s)	$\sqrt{V}$
00	2,288	15,515	3,94	90	3,076	11,540	3,40
10	2,123	16,721	4,08	100	3,844	9,235	3,04
20	1,925	18,441	4,30	110	4,378	8,108	2,85
30	1,749	20,247	4,50	120	4,613	7,695	2,77
40	1,602	22,159	4,71	130	4,393	8,081	2,84
50	1,613	22,008	4,70	140	3,923	9,049	3,02
60	1,736	20,449	4,52	150	3,396	10,453	3,24
70	1,834	19,356	4,40	160	3,041	11,673	3,42
80	2,259	15,714	3,96	170	2,551	13,916	3,72

tableau VII. On a conservé pour l'espacement interélectrodes la valeur utilisée lors de l'établissement en l'absence de pulsation (§ 2.21). L'intervalle de temps $t_1 - t_0$ entre le passage du volet à l'incidence α_0 produisant la fermeture des contacts du rupteur et le maximum de la tension d'ionisation est égal à 0,75 ms.

La courbe représentant l'évolution de la vitesse (*fig. 15*) ne possède pas un caractère rigoureusement sinusoïdal; nous avons évalué les divers harmoniques en la décomposant en série de Fourier à l'aide d'un analyseur graphique; il apparaît que l'importance des amplitudes des fréquences successives décroît rapidement :

$$U = U_0 + U_1 \cdot \cos(\omega t + \varphi_1) + U_2 \cdot \cos(2\omega t + \varphi_2) + U_3 \cdot \cos(3\omega t + \varphi_3) + \dots;$$

$$U_0 = 14,5 \text{ m/s};$$

$$U_1 = 6,92 \text{ m/s}, \quad \varphi_1 = 266^\circ 45';$$

$$U_2 = 1,17 \text{ m/s}, \quad \varphi_2 = 77^\circ 15';$$

$$U_3 = 0,22 \text{ m/s}, \quad \varphi_3 = 0^\circ;$$

$$U_4 = 0,16 \text{ m/s}, \quad \varphi_4 = 215^\circ 30'.$$

Au chapitre suivant nous verrons que la racine carrée de la vitesse intervient simplement dans l'expression du transfert thermique entre un corps et le fluide le baignant. Aussi, nous donnons la courbe (*fig. 12*) représentant l'évolution de la racine carrée de la vitesse en fonction du temps et indiquons sa décomposition en série de FOURIER :

$$U^{1/2} = A_0 + A_1 \cdot \cos(\omega t + \psi_1) + A_2 \cdot \cos(2\omega t + \psi_2) + A_3 \cdot \cos(3\omega t + \psi_3) + \dots;$$

$$A_0 = 3,75 \quad (\text{m/s})^{1/2},$$

$$A_1 = 0,91 \quad (\text{m/s})^{1/2}, \quad \psi_1 = 268^\circ 15';$$

$$A_2 = 0,076 \quad (\text{m/s})^{1/2}, \quad \psi_2 = 82^\circ 15';$$

$$A_3 = 0,004 \, 5 \quad (\text{m/s})^{1/2}, \quad \psi_3 = 30^\circ 30';$$

$$A_4 = 0,005 \, 7 \quad (\text{m/s})^{1/2}, \quad \psi_4 = 45^\circ.$$

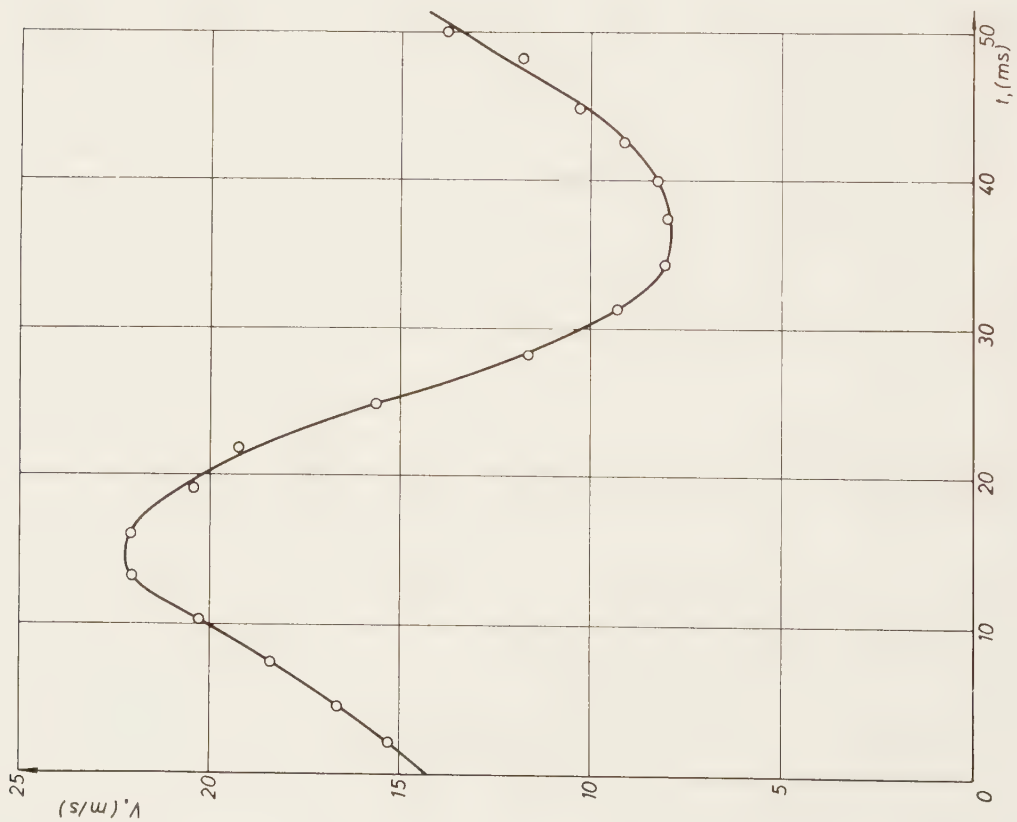


FIG. 15.

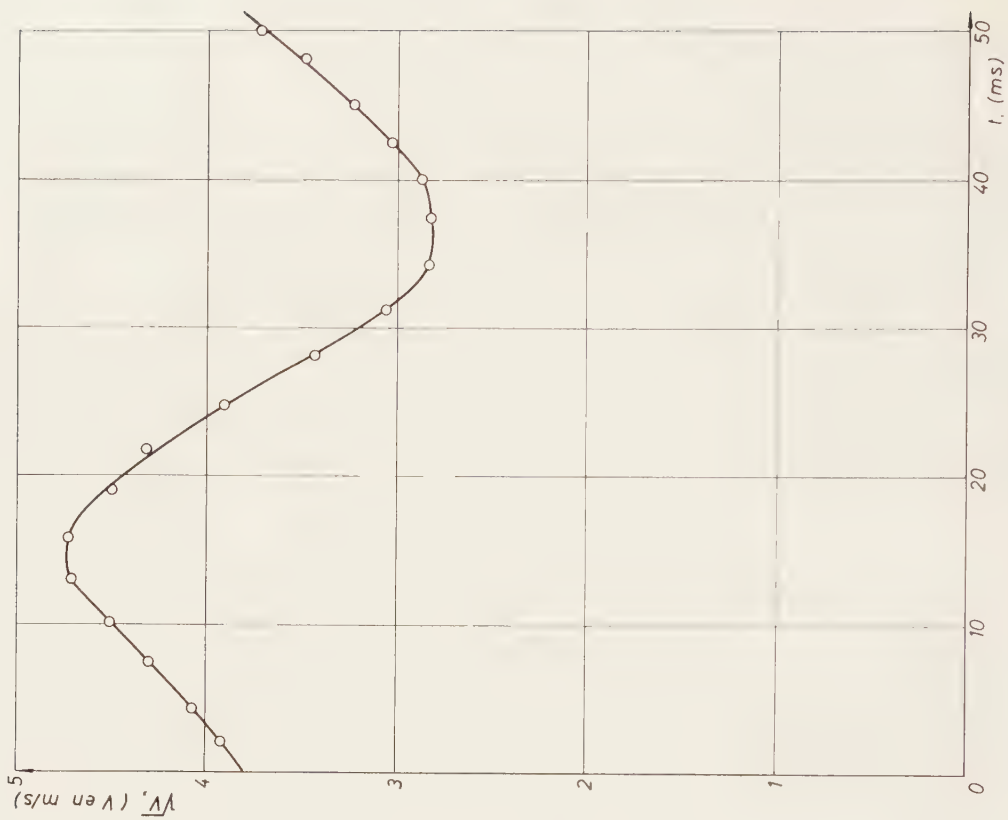


FIG. 16.

Les temps de passage des ions ont varié dans un intervalle de 1,7 à 5 ms, ce qui correspond à une fraction de la période de pulsation comprise entre 3,5 % et 10 %.

2,4 2 Détermination d'un profil de vitesse en fonction du temps pour une fréquence de pulsation de 50 Hz

Les mesures à cette fréquence n'ont pas été effectuées avec l'ensemble électronique précédemment utilisé ; nous avons relié directement l'antenne à l'entrée d'un oscilloscope de fabrication Tecktroniks et, à partir de la vue sur l'écran de la forme du signal induit, nous avons déterminé l'instant de passage du nuage d'ions. Les temps de transit des charges électriques ont été mesurés en utilisant le dispositif de balayage de l'oscilloscope (précision 10^{-2}).

La période de pulsation étant nettement plus courte que lors de la manipulation à 20 Hz il nous a été nécessaire de rapprocher très sensiblement les électrodes afin de ne pas mesurer la vitesse moyenne durant une partie trop importante de la période de pulsation.

TABLEAU VIII

N°	t (ms)	V (m/s)	$1/V$
1	1,95	17,8	0,056 2
2	2,00	17,2	0,058 2
3	2,25	13,7	0,073 0
4	2,70	10,3	0,097 0
5	3,16	8,12	0,123 0

La modification de l'appareillage électronique et de l'écartement de l'électrode émettrice à l'antenne détectrice a pour effet de modifier entièrement la relation déterminée précédemment entre le temps de passage des ions et l'inverse de la vitesse. Nous avons ainsi avant les mesures en régime pulsé procédé à une nouvelle manipulation d'étalonnage en régime statique (tabl. VIII, fig. 16).

Dans l'essai en régime pulsé (tabl. IX), les temps de passage des ions ont varié de 3 ms à 1,3 ms, ce qui correspond à une fraction de la période de pulsation variant de 15 à 6,5 %.

Comme précédemment, la courbe obtenue ne possède pas un caractère parfaitement sinusoïdal (fig. 17), les fréquences harmoniques sont sensiblement plus importantes que lors de l'essai à 20 Hz.

$$U_0 = 14,99 \text{ m/s,}$$

$$U_1 = 4,06 \text{ m/s,} \quad \varphi_1 = 243^{\circ}15',$$

$$U_2 = 1,30 \text{ m/s,} \quad \varphi_2 = 63^{\circ}30',$$

$$U_3 = 0,36 \text{ m/s,} \quad \varphi_3 = 47^{\circ}30',$$

$$U_4 = 0,10 \text{ m/s,} \quad \varphi_4 = 276^{\circ}.$$

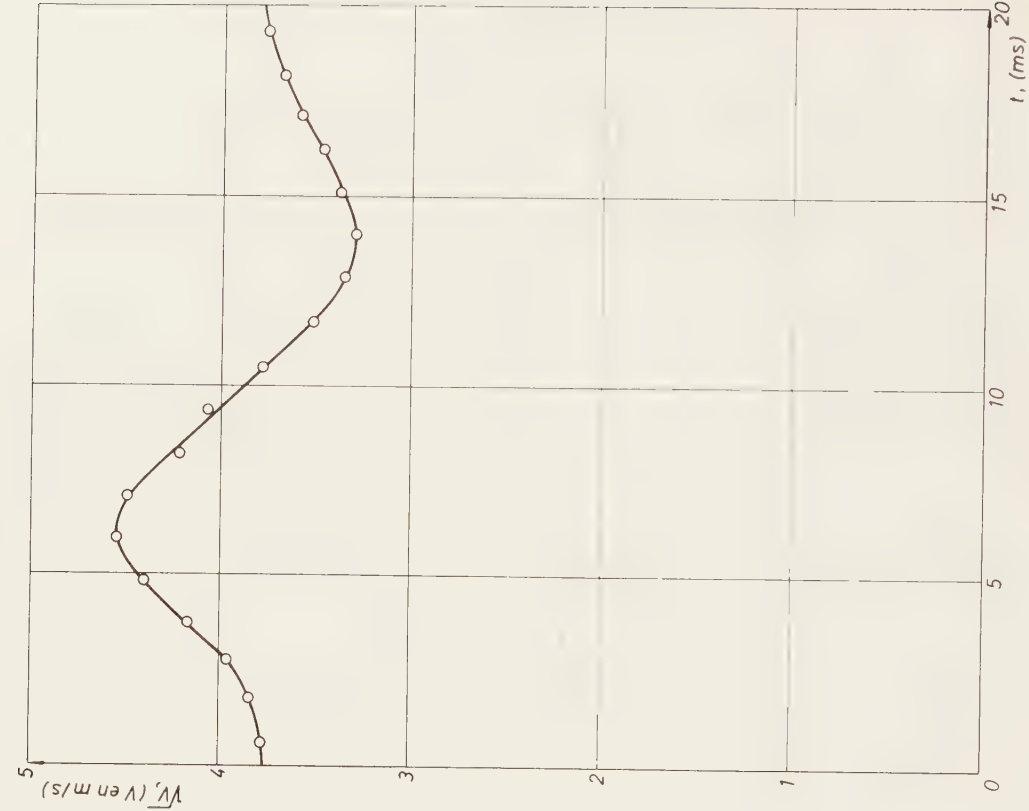


FIG. 17 bis.

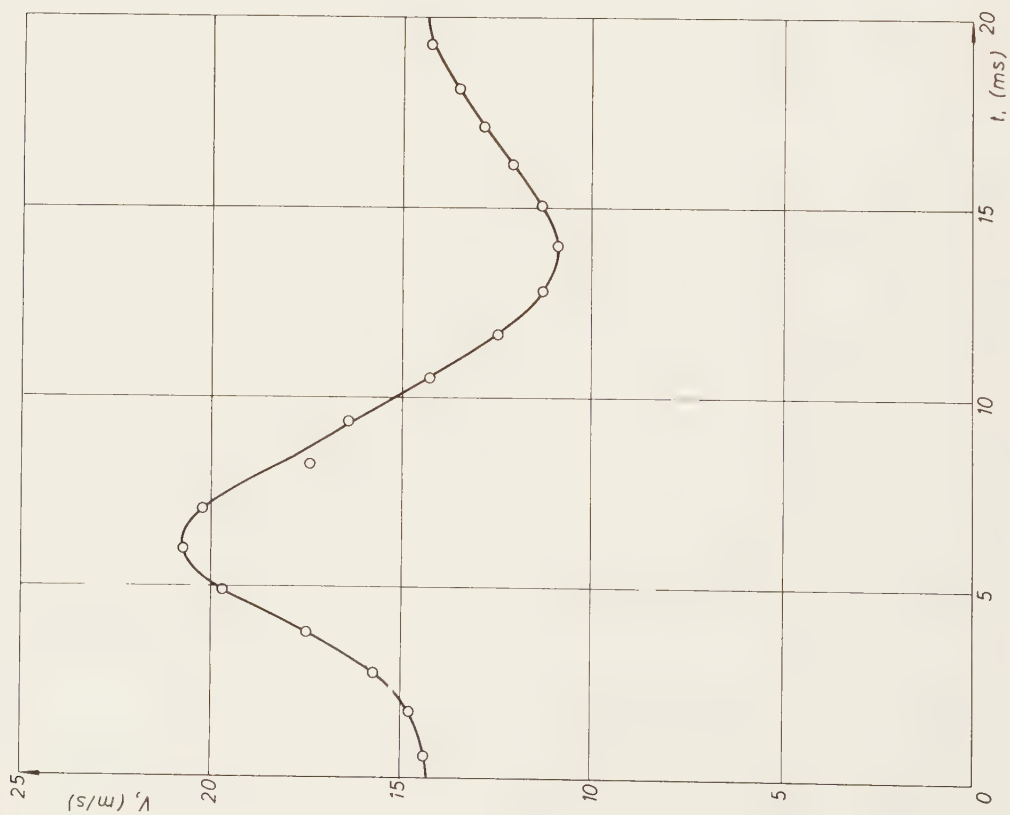


FIG. 17.

TABLEAU IX

α_0^0	t (ms)	V (m/s)	$\sqrt{V}$	α_0^0	t (ms)	V (m/s)	$\sqrt{V}$
00	1,305	14,20	3,76	90	0,980	18,90	4,35
10	1,305	14,20	3,76	100	0,955	19,40	4,40
20	1,380	13,40	3,66	110	0,905	20,50	4,52
30	1,380	13,40	3,66	120	0,90 5	20,50	4,52
40	1,430	12,95	3,60	130	0,930	19,90	4,45
50	1,455	12,70	3,57	140	0,950	19,90	4,45
60	1,380	13,40	3,66	150	1,180	15,70	3,96
70	1,280	14,45	3,80	160	1,255	14,75	3,84
80	1,105	16,75	4,09	170	1,280	14,45	3,80

Nous indiquons aussi l'évolution de la racine carrée de la vitesse (*fig. 17 bis*) et la décomposition en série de FOURIER.

$$U^{1/2} = A_0 + A_1 \cdot \cos(\omega t + \psi_1) + A_2 \cdot \cos(2\omega t + \psi_2) + A_3 \cdot \cos(3\omega t + \psi_3) + \dots$$

$$A_0 = 3,85 \text{ (m/s)}^{1/2},$$

$$A_1 = 0,47 \text{ (m/s)}^{1/2}, \quad \psi_1 = 244^\circ,$$

$$A_2 = 0,224 \text{ (m/s)}^{1/2}, \quad \psi_2 = 51^\circ,$$

$$A_3 = 0 \text{ (m/s)}^{1/2}, \quad \psi_3 \text{ indéterminé.}$$

2,4 3 Conclusion

Les mesures effectuées à 20 et à 50 Hz donnent des profils de vitesses ayant des formes semblables.

La vitesse moyenne est presque la même dans les deux essais, les phases des modulations sont assez voisines. L'amplitude de la pulsation fondamentale a sensiblement diminué entre l'essai à 20 Hz et celui à 50, la modulation de vitesse de fréquence harmonique augmente par contre d'une manipulation à l'autre.

Nous avons donné, pour les deux séries de mesures précédentes, la décomposition en série de FOURIER de l'évolution de la vitesse dans le temps ; il semble nécessaire de limiter ce développement au premier harmonique car, dès le second, le rapport de leurs amplitudes à la valeur moyenne de la vitesse devient inférieur à la précision de mesure.

3 LA CONVECTION THERMIQUE DES FILS FINS EN RÉGIME PULSÉ

Cette étude, tant théorique qu'expérimentale, porte sur les fils fins soumis à la convection thermique forcée en régime pulsé. Dans une première partie nous avons calculé, en fonction de l'évolution périodique du coefficient de convection thermique, la variation de résistance électrique d'un fil traversé par un courant d'intensité constante ; les résultats expérimentaux ont ensuite permis d'obtenir la relation existant entre le coefficient de convection thermique et la vitesse du fluide.

3,1 CALCUL DE LA RÉSISTANCE ÉLECTRIQUE D'UN FIL CHAUFFÉ A INTENSITÉ ÉLECTRIQUE CONSTANTE ET POUR UN COEFFICIENT DE CONVECTION THERMIQUE A ÉVOLUTION PÉRIODIQUE

Nous avons effectué ce calcul en supposant que les paramètres thermiques caractéristiques du fil (conductivité thermique λ , chaleur volumique c) sont constants et que la résistivité électrique varie linéairement avec la température. Ces hypothèses conduisent à une représentation très convenable des conditions de l'expérience dans le cas où l'élévation de température de la zone centrale du fil est d'environ une centaine de degrés centigrade.

Voici les notations utilisées dans le calcul :

- $\rho = \rho_a (1 + \beta\theta)$ résistivité électrique du fil à la température T ;
- ρ_a résistivité du fil à la température ambiante ;
- β coefficient de température de la résistivité ;
- T température locale du fil ;
- θ écart entre la température locale du fil et la température ambiante ;
- R résistance instantanée du fil dans les conditions de l'expérience ;
- R_a résistance du fil à la température ambiante ;
- 2 L longueur du fil comprise entre les supports massifs ;
- σ périmètre du fil ;

- s surface de la section droite du fil ;
 $h = h_0 + h_\omega \cdot e^{i\omega t}$ coefficient de convection thermique ;
 h_0 coefficient de convection thermique moyen ;
 h_ω modulation du coefficient de convection thermique ;
 ω pulsation de la modulation du coefficient de convection thermique ;
 λ conductivité thermique du fil ;
 c chaleur volumique du fil ;
 I intensité du courant électrique traversant le fil.

Avec ces conventions, en admettant que le fil étant fin θ est constant dans une section droite, l'équation du bilan thermique appliqué à un élément du fil se traduit par la relation :

$$s\lambda \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} - \sigma h \theta + \frac{\rho_0 I^2}{s} (1 + \beta \theta) - sc \frac{\partial \theta}{\partial t} = 0 .$$

Si le coefficient de convection thermique évolue de manière périodique, on peut admettre que la température locale évolue aussi de manière périodique :

$$\theta_x = \theta_{0x} + \theta_{\omega x} e^{i\omega t} + \theta_{2\omega x} e^{2i\omega t} + \dots + \theta_{n\omega x} e^{ni\omega t} .$$

Dans une première phase, nous avons cherché à déterminer la température locale moyenne du fil, la fluctuation de température sinusoïdale de même pulsation que la modulation du coefficient de convection thermique et l'évolution harmonique de la température fondamentale :

$$\sum_{m=0}^{\infty} \left[s\lambda \frac{\partial^2 \theta_{m\omega}}{\partial x^2} \cdot e^{im\omega t} - \sigma (h_0 + h_\omega \cdot e^{i\omega t}) e^{im\omega t} \cdot \theta_{m\omega} + \frac{\rho_0 I^2}{s} (1 + \beta \theta_{m\omega} \cdot e^{im\omega t}) - sc im\omega \theta_{m\omega} \cdot e^{i(m-1)\omega t} \right] = 0 .$$

3,1 1 Calcul de la température locale moyenne

Pour calculer la température locale moyenne nous égalons à zéro, dans l'équation précédente, les termes qui ne sont pas multipliés par $e^{m i \omega t}$ avec $m\omega \neq 0$:

$$s\lambda \frac{\partial^2 \theta_0}{\partial x^2} - \left(\sigma h_0 - \frac{\rho_0 I^2}{s} \beta \right) \theta_0 + \frac{\rho_0 I^2}{s} = 0 .$$

En posant :

$$A = s\lambda , \quad B = \sigma h_0 - \frac{\rho_0 I^2}{s} , \quad C = \frac{\rho_0 I^2}{s} .$$

La solution de cette équation est bien connue :

$$\theta_0 = \frac{C}{B} \left[1 - \frac{Ch \sqrt{\frac{B}{A}} x}{Ch \sqrt{\frac{B}{A}} L} \right] .$$

Connaissant le profil de la température moyenne du fil, il est possible de calculer la valeur de la résistance moyenne : l'intégrale de l'équation donnant la résistivité en fonction de la température prise entre les limites $-L$ et $+L$ et multipliée par $1/s$ donne directement cette valeur :

$$R - R_u = \frac{\frac{\rho_0 I^2}{s}}{\sigma h_0 - \frac{\rho_0 I^2}{s} \beta} \cdot \frac{\rho_0 \beta}{s} \left[2L - 2 \left(\frac{s\lambda}{\sigma h_0 - \frac{\rho_0 I^2}{s} \beta} \right)^{1/2} \right].$$

3.1.2 Calcul de la modulation de température locale et des fluctuations de résistance du fil

Pour déterminer θ_ω nous groupons tous les termes facteurs de $e^{i\omega t}$ et nous les égalons à zéro :

$$s\lambda \frac{\partial^2 \theta_\omega}{\partial x^2} - \sigma h_\omega \theta_0 + \theta_\omega \left(p \frac{\rho_0 I^2}{s} \beta - s c i \omega - \sigma h_0 \right) = 0$$

soit en explicitant θ_0 :

$$s\lambda \frac{\partial^2 \theta_\omega}{\partial x^2} - \sigma h_\omega \frac{C}{B} \left[1 - \frac{C h \sqrt{\frac{B}{A} x}}{C h \sqrt{\frac{B}{A} L}} \right] - \theta_\omega [B + s c i \omega] = 0.$$

Nous procédons à l'intégration de cette équation en utilisant la transformée de CARSON-LAPLACE. Du fait de la symétrie du fil :

$$\left[\frac{\partial \theta_\omega}{\partial x} \right]_{x=0} = 0 \quad \text{et} \quad \theta_\omega = \theta_{\omega_0} \quad \text{pour} \quad x = 0 :$$

$$s\lambda p^2 - (B + s c i \omega) L \theta_\omega - s\lambda p^2 \theta_{\omega_0} - \sigma h_\omega \frac{C}{B} \left[1 - \frac{L C h \sqrt{\frac{B}{A} x}}{L C h \sqrt{\frac{B}{A} L}} \right].$$

Soit, après avoir divisé par $s\lambda$ et posé :

$$\gamma_m^2 = \frac{B + s c m i \omega}{s\lambda} \quad \text{avec} \quad m = 0, 1, \dots, n$$

$$[p^2 - \gamma_1^2] L \theta_\omega - p^2 \theta_{\omega_0} - \frac{\sigma h_\omega C}{AB} \left[1 - \frac{L C h \sqrt{\frac{B}{A} x}}{L C h \sqrt{\frac{B}{A} L}} \right] x = 0,$$

$$L \theta_\omega = \theta_{\omega_0} \frac{p^2}{p^2 - \gamma_1^2} + \frac{\sigma h_\omega C}{AB(p^2 - \gamma_1^2)} - \frac{p^2}{(p^2 - \gamma_1^2)(p^2 - \gamma_0^2) C h \gamma_0 L}.$$

Les fonctions originales de chacune de ces trois expressions sont :

$$\begin{aligned} L^{-1} \left[\theta_{\omega_0} \frac{p^2}{p^2 - \gamma_1^2} \right] &= \theta_{\omega_0} Ch \gamma_1 x , \\ L^{-1} \left[\frac{\sigma h_{\omega} C}{AB(p^2 - \gamma_1^2)} \right] &= \frac{\sigma h_{\omega} C}{AB \gamma_1^2} [Ch \gamma_1 x - 1] , \\ L^{-1} \left[\frac{p^2}{(p^2 - \gamma_1^2)(p^2 - \gamma_0^2)} \right] &= \frac{1}{\gamma_1 - \gamma_0} [Ch \gamma_1 x - Ch \gamma_0 x] . \end{aligned}$$

Quand le fil est suffisamment long, il présente une zone centrale isotherme :

$$1/Ch \sqrt{\frac{B}{A}} L = 0 .$$

En appliquant les conditions aux limites, on obtient à partir de la fonction originale l'expression donnant à l'évolution de θ_{ω} en fonction de x :

$$\theta_{\omega} = \frac{\sigma h_{\omega} C}{AB \gamma_1^2} \left(\frac{Ch \gamma_1 x}{Ch \gamma_1 L} - 1 \right) .$$

Connaissant à un instant donné la répartition longitudinale de la température, il nous est possible de calculer par intégration l'amplitude des modulations de résistance dues au terme $\frac{\beta \rho_0}{s} \theta_{\omega}$:

$$\begin{aligned} R_{\omega} &= \frac{\beta \rho_0}{s} \int_{-L}^{+L} \theta_{\omega} dx , \\ R_{\omega} &= \frac{\beta \rho_0}{s} \frac{\sigma h_{\omega} C}{AB \gamma_1^2} \left(\frac{2}{\gamma_1} - 2L \right) . \end{aligned}$$

R_{ω} est une grandeur complexe car γ_1 est complexe.

Le calcul du module de R_{ω} est long sous sa forme algébrique, nous l'exploiterons par la suite seulement d'une manière numérique.

Dans le cas d'un fil long le terme $1/\gamma_1^2$ permet de calculer le retard de phase :

$$\text{tg } \varphi = \frac{s c \omega}{\sigma h_0 - \frac{\rho_0 I^2}{s} \beta} .$$

Le terme $2/\gamma_1$ étant généralement négligeable devant $2L$ peut de ce fait être considéré seulement comme un facteur de correction.

3,1 3 Recherche de l'évolution de température première harmonique de l'excitation

En opérant de la même façon que précédemment pour déterminer $\theta_{2\omega}$ nous obtenons :

$$s\lambda \frac{\partial^2 \theta_{2\omega}}{\partial x^2} - \theta_{2\omega} \left(\sigma h_0 + 2sci\omega - \frac{\rho_0 l^2}{s} \beta \right) - \sigma h_\omega \theta_\omega = 0 .$$

En posant :

$$\gamma_2^2 = \frac{\sigma h_0 + 2sci\omega - \frac{\rho_0 l^2}{s} \beta}{\lambda s} .$$

La transformée de CARSON-LAPLACE de cette équation est :

$$L\theta_{2\omega} [p^2 - \gamma_2^2] = \frac{\sigma h_\omega}{s\lambda} L\theta_\omega + p^2 \theta_{2\omega_0} .$$

Le même type de calcul que celui effectué dans le paragraphe précédent nous conduit à l'original de $L\theta_{2\omega}$:

$$\theta_{2\omega} = \theta_{2\omega_0} Ch\gamma_2 x - \frac{\sigma h_\omega}{s\lambda} \cdot \frac{\sigma h_\omega C}{AB\gamma_1^2} \cdot \frac{1}{\gamma_2^2} [Ch\gamma_2 x - 1] .$$

L'introduction des conditions aux limites donne :

$$\theta_{2\omega} = \frac{(\sigma h_\omega)^2 \cdot C}{s\lambda AB \cdot \gamma_1^2 \gamma_2^2} \left(1 - \frac{Ch\gamma_2 x}{Ch\gamma_{2L}} \right) .$$

Le calcul du terme de résistance de pulsation 2ω :

$$R_{2\omega} = \frac{\rho_0 \beta}{s} \frac{(\sigma h_\omega)^2 C}{s\lambda AB \gamma_1^2 \gamma_2^2} \left(2L - \frac{2}{\gamma_2} \right) .$$

Le rapport de la variation harmonique de résistance au fondamental est :

$$\frac{R_{2\omega}}{R_\omega} = \frac{\sigma h_\omega}{\sigma h_0 - \frac{\rho_0 l^2}{s} \beta + 2sci\omega} .$$

3,1 4 Rapport des harmoniques successives

Les solutions de l'équation donnant l'équilibre thermique d'une section droite du fil montrent l'existence d'une forme de récurrence :

$$\theta_{n\omega} = \left(\frac{\sigma h_\omega}{s\lambda} \right)^n \cdot \frac{C}{B} \cdot \left(\prod_{r=1}^n \frac{1}{\gamma_r^2} \right) (-1)^n \left(1 - \frac{Ch\gamma_n^x}{Ch\gamma_{n1}} \right) .$$

Les variations de résistance de fréquence n sont :

$$R_{n\omega} = \frac{\rho_0 \beta}{s} \left(\frac{\sigma h_\omega}{s \lambda} \right)^n \frac{C}{B} \left(\prod_{r=1}^n \frac{1}{\gamma_r^2} \right) (-1)^n \left(2L - \frac{2}{\gamma_n} \right).$$

Le rapport de deux amplitudes harmoniques successives est :

$$\frac{R_{n\omega}}{R_{(n-1)\omega}} = - \frac{\sigma h_\omega}{s \lambda} \frac{1}{\gamma_n^2}.$$

L'expression précédente montre que le rapport des variations de résistance de fréquence $n\omega$ et $(n-1)\omega$ est faible, il décroît en fonction de l'inverse de la fréquence et est d'autant plus petit que h/h_0 est faible. Nous voyons ainsi que les harmoniques d'ordre élevé disparaissent très rapidement.

3,1 5 Conclusion de cette étude théorique

La valeur moyenne de la température ne dépend que de la valeur de h_0 et est indépendante de celle de h_ω , ainsi la fréquence et l'amplitude des pulsations de h_ω n'interviennent pas dans cette détermination.

L'expression des variations périodiques de résistance présente un terme spécifique du comportement d'un fil sans effet d'extrémité et un autre spécifique de cet effet d'extrémité. La forme mathématique de la réponse est entièrement et assez simplement définie à partir des caractéristiques du fil.

Nous avons vérifié dans une analyse plus poussée, que le fait de considérer les sections droites du fil comme isothermes était sensiblement correct tant que $C\omega R^2/\lambda$ restait inférieur à 10^{-2} . L'expression rigoureuse du terme « modulation de la température » que nous avons alors calculé était :

$$\theta_{\omega \text{ moy}} = - \frac{h_\omega}{h_0} \theta_0 \left[\frac{1 + i \frac{k^2 R^2}{16}}{1 + i \frac{k^2}{4} \left(\frac{2\lambda}{h_0} R + R^2 \right)} \right] \quad \text{avec} \quad k^2 = \frac{C\omega}{\lambda}.$$

Cette relation a été établie pour un fil long dans le cas où le coefficient de convection thermique est constant sur toute la surface du fil, cette dernière hypothèse peut être considérée comme rigoureuse lorsque le fil est fin.

3,2 ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE LA CONVECTION THERMIQUE EN RÉGIME PULSÉ

Nous avons essayé de vérifier l'hypothèse couramment admise suivant laquelle le coefficient d'échange thermique instantané en régime de vitesse variable serait égal au coefficient de convection correspondant à une vitesse constante égale à la vitesse instantanée. Autrement dit, le fil convecterait comme si l'écoulement du fluide était une suite d'états stationnaires de vitesses différentes reproduisant le régime pulsé.

3,21 Rappels concernant la convection thermique des fils dans un écoulement permanent

Nous avons utilisé dans nos expériences des fils pour lesquels les nombres de Reynolds instantanés de l'écoulement variaient de 2 à 150, ce qui, en régime permanent, correspondrait aux trois régimes de convection mis en évidence par J. GOSSE [35]. Reprenant les travaux de KING, RICHARDSON avec une plus grande précision et un point de vue différent, il a mis en évidence trois lois de convection correspondant à trois types d'écoulement

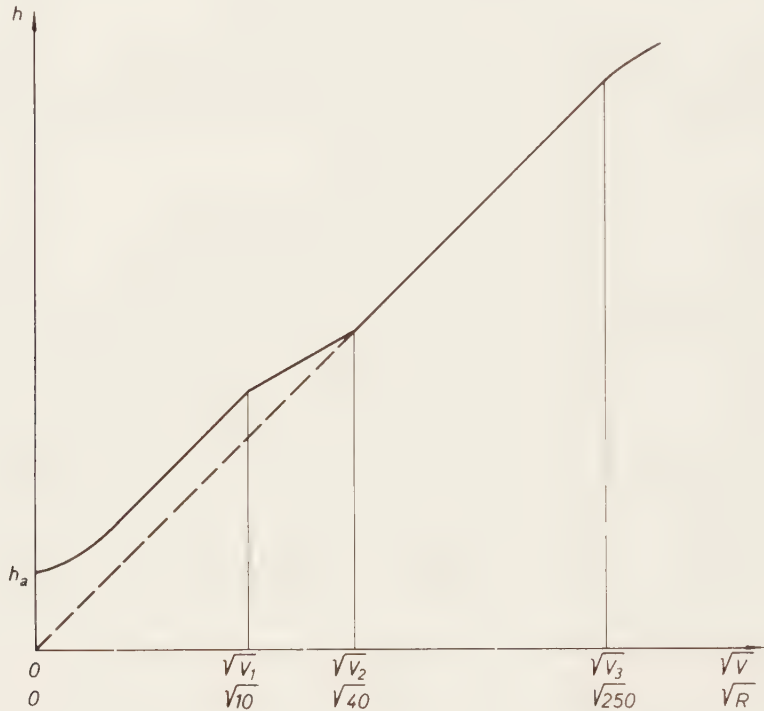


FIG. 18.

et a aussi réalisé la liaison tant théorique qu'expérimentale entre les échanges de chaleur par conduction et par convection forcée. Nous rappelons ici (fig. 18) les trois lois de convection indiquées pour les trois types différents d'écoulements :

— Régime laminaire d'écoulement de l'air autour du fil, $0 < R_e < 10$:

$$N_{u1} = 0,52 P_r^{1/2} R_e^{1/2} (1 + \beta \theta)^{0,124} + N_{u0}$$

(cette relation est seulement valable dans le cas d'un fil fin et faiblement chauffé).

— Écoulement avec sillage en cœur $10 < R_e < 40$, ici on ne propose pas de loi, mais, comme le coefficient de convection thermique évolue linéairement en fonction de la racine carrée du nombre de Reynolds, il est possible de déterminer sa valeur par interpolation entre les deux lois proposées pour le régime laminaire et le régime qui va être considéré maintenant.

— Régime avec allées de tourbillons alternés de BENARD-KARMAN, $40 < R < 300$:

$$N_u = 0,52 P_r^{1/3} R_e^{1/2} (1 + \beta\theta)^{0,124}.$$

Les valeurs prises dans ces relations par les nombres de Prandtl, Nusselt, Grashof et Reynolds :

$$\left(P_r = \frac{C_p N}{\lambda} , \quad N_u = \frac{hd}{\lambda} , \quad R = \frac{Vd}{\nu} , \quad G = \frac{g\beta\theta d^3}{2} \right)$$

sont les valeurs moyennes entre celles à la température du fil et à la température ambiante. Nous rappelons ici que :

$$N_{u_0} \text{ (conduction)} = \frac{2}{L_n \frac{2L}{d}} \text{ (pour un fil long, dans un espace illimité),}$$

$$N_{u_e} \text{ (convection naturelle)} = 0,57 P_r^{1/3} G^{1/4}.$$

On appelle :

- V la vitesse d'entraînement de l'air ;
- C_p la chaleur spécifique de l'air à pression constante ;
- λ la conductibilité thermique de l'air ;
- ν la viscosité cinématique de l'air ;
- d le diamètre du fil ;
- L la demi-longueur du fil.

Les valeurs des constantes physiques de l'air ont été relevées dans des tables [36].

3,211 APPLICATION DES RÉSULTATS PRÉSENTÉS EN (3,11) A LA DÉTERMINATION DU COEFFICIENT DE CONVECTION THERMIQUE MOYEN

Pour une température donnée d'un fil long la relation entre la vitesse et le carré de l'intensité électrique maintenant la température constante représente assez bien l'évolution du coefficient de convection thermique. Nos expériences nous ont ainsi conduit à déterminer en premier, pour différentes vitesses constantes, les intensités du courant électrique maintenant le fil à une même température, et à chercher ensuite pour une évolution de vitesse périodique l'intensité du courant électrique qui rétablit cette même température. Il est ainsi possible de comparer le coefficient de convection thermique en régime pulsé au coefficient de convection en régime stationnaire qui, comme nous l'avons vu, est connu avec une grande précision.

3,212 CONDUITE DES EXPÉRIENCES POUR LA DÉTERMINATION DE h_0 . RÉSULTATS

Nous avons d'abord étudié en écoulement stationnaire la convection des fils qui seront utilisés par la suite en régime pulsé. Ces fils sont successivement montés dans une des branches d'un pont de Wheatstone dont les autres éléments sont des résistances ajustables

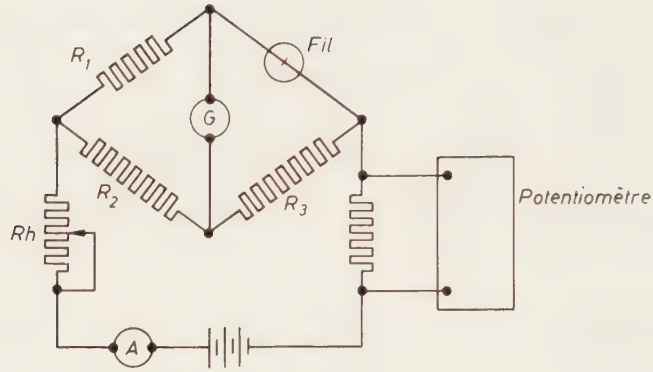


FIG. 19.

de précision (fig. 19). La constante de la température du fil se traduit par le maintien de l'équilibre du pont. Nous déterminons par méthode potentiométrique les intensités du courant électrique conservant cet équilibre et nous traçons, pour les essais en régime non pulsé, la courbe donnant l'évolution du carré de l'intensité du courant électrique en fonction de la racine carrée de la vitesse du fluide ; cette courbe représente, à l'échelle près les courbes $N_u = f(R_e^{1/2})$.

TABEAU X

N°	h (mm)	$I^2 (A^2)$	$V^{1/2} (m/s)^{1/2}$
1	5,9	1,061	3,14
2	11,9	1,265	3,74
3	6,6	1,123	3,23
4	46,0	1,560	4,49
5	56,6	1,904	5,52
6	22,5	1,538	4,39
7	41,0	1,742	5,10
8	11,0	1,234	3,67
9	46,0	1,796	5,25
10	3,8	0,960	2,82
11	10,9	1,210	3,66
12	53,0	1,822	5,45
13	19,0	1,392	4,21

TABLEAU XI

N ^o	h (mm)	I^2 (A ²)	$V^{1/2}$ (m/s) ^{1/2}
1	0,00	0,036 7	0,00
2	55,14	0,287 3	5,52
3	52,57	0,277 0	5,47
4	48,60	0,270 8	5,35
5	43,63	0,260 8	5,23
6	39,90	0,256 3	5,10
7	36,36	0,248 8	4,98
8	31,70	0,241 5	4,83
9	28,11	0,232 0	4,67
10	25,08	0,224 0	4,55
11	19,31	0,212 2	4,26
12	14,79	0,203 7	3,98
13	9,65	0,185 4	3,57
14	5,48	0,171 1	3,10
15	3,19	0,165 7	2,72
16	0,81	0,125 7	1,93
17	0,16	0,102 6	1,28
18	0,00	0,037 7	0,00

D'autre part, connaissant l'évolution des vitesses en fonction du temps nous pouvons estimer la valeur de h_0 correspondant à un coefficient de convection thermique résultant d'une suite d'états statiques ; nous comparons alors cette valeur à celle donnée par l'expérience, avec le même montage, en régime pulsé.

Du fait des pertes de chaleur par les extrémités du fil les valeurs de I^2 ne représentent l'évolution du coefficient de convection thermique qu'à environ 5 % près ; cela a peu d'importance car le montage, en régime pulsé, est identique à celui utilisé en écoulement permanent, ces pertes de chaleur sont sensiblement les mêmes dans les deux cas.

Nos expériences ont porté sur quatre fils correspondant aux différents types

TABLEAU XII

N°	h (mm)	$I^2(A^2)$	$V^{1/2} (m/s)^{1/2}$
1	21,05	0,130 3	4,32
2	18,42	0,128 8	4,18
3	15,36	0,122 5	3,98
4	10,72	0,114 9	3,71
5	4,99	0,095 5	3,01
6	2,95	0,084 1	2,54
7	5,14	0,096 1	3,03
8	17,81	0,123 2	4,14
9	16,53	0,078 4	3,22
10	22,04	0,115 6	4,27
11	27,58	0,131 0	4,52
12	0,00	0,026 2	0,00

d'écoulements décrits au paragraphe précédent. Il y a eu dans certains cas chevauchement de deux régimes successifs.

Nous donnons les résultats expérimentaux en régime non pulsé sur les tableaux X, XI, XII, XIII et sur les *figures* 20, 21, 22, 23. Ces résultats correspondent aux fils 1, 2, 3 et 4 qui sont caractérisés par :

- fil 1 : longueur $2 L = 29,00$ mm, diamètre $d = 0,1$ mm ;
- fil 2 : longueur $2 L = 12,42$ mm, diamètre $d = 0,05$ mm ;
- fil 3 : longueur $2 L = 15,40$ mm, diamètre $d = 0,025$ mm ;
- fil 4 : longueur $2 L = 4,00$ mm, diamètre $d = 0,002\ 74$ mm.

Les fils 1 et 2 sont en nickel, le fil 3 en alliage de nature non précisée, mais dont nous connaissons les constantes physiques, le fil 4 est en platine.

L'intensité du courant électrique rétablissant l'équilibre du pont en régime pulsé est indiquée, dans le tableau qui va suivre, pour une fréquence de la modulation de vitesse égale à 20 Hz. La forme de la pulsation est celle qui a été étudiée au paragraphe 2,41.

Nous donnons aussi dans ce tableau la valeur du carré de l'intensité mesurée, ainsi que la valeur homologue que l'on devrait théoriquement observer si le fil convectait

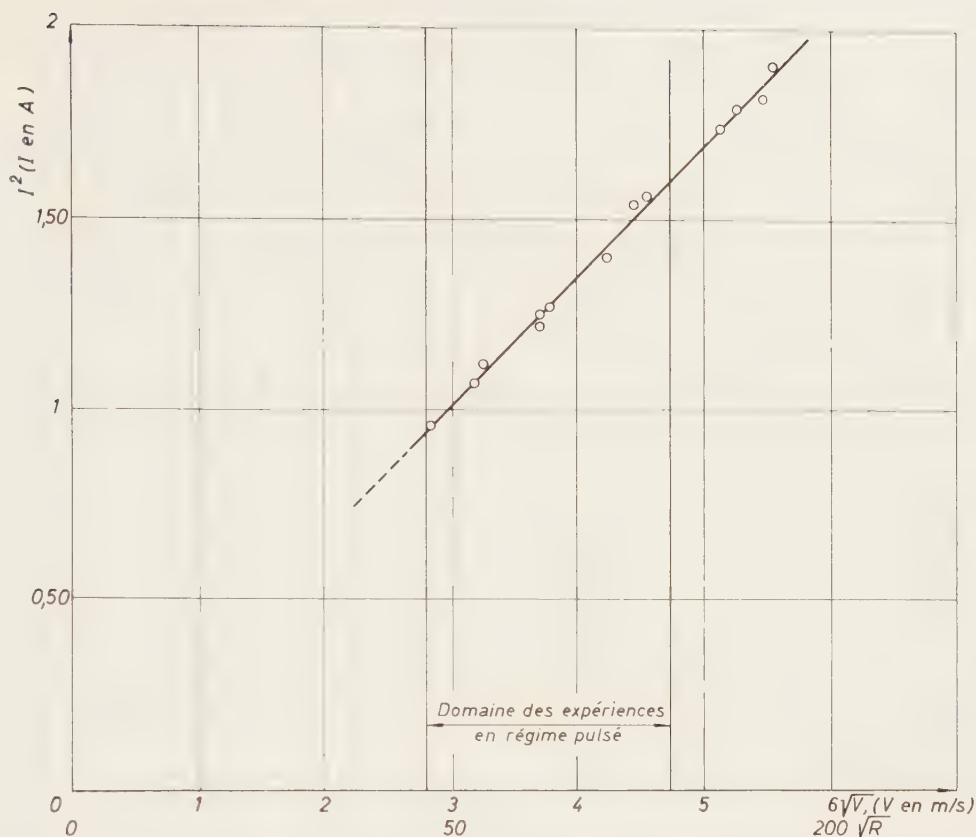


FIG. 20. — Fil n° 1 ; diamètre d : 0,1 mm ; longueur $2L$: 29 mm ; temp. du fil-temp. ambiante : 43 °C.

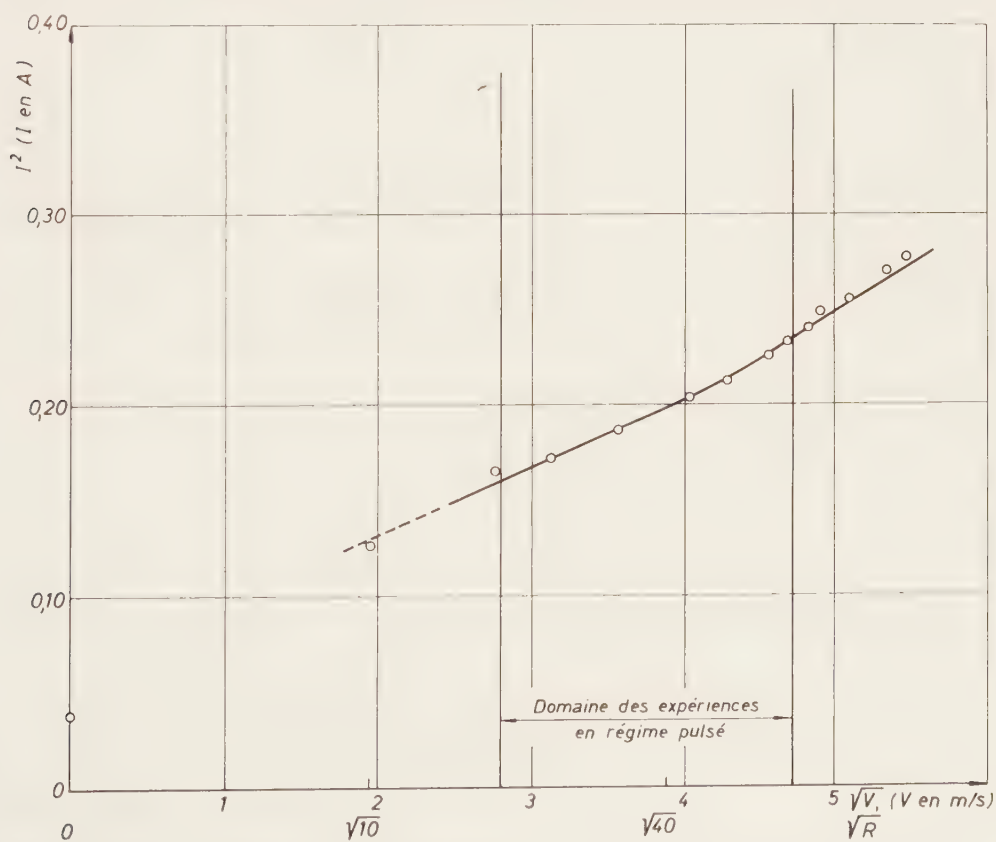


FIG. 21. — Fil n° 2 ; diamètre d : 0,05 mm ; longueur $2L$: 12,42 mm ; temp. du fil-temp. ambiante : 58 °C.

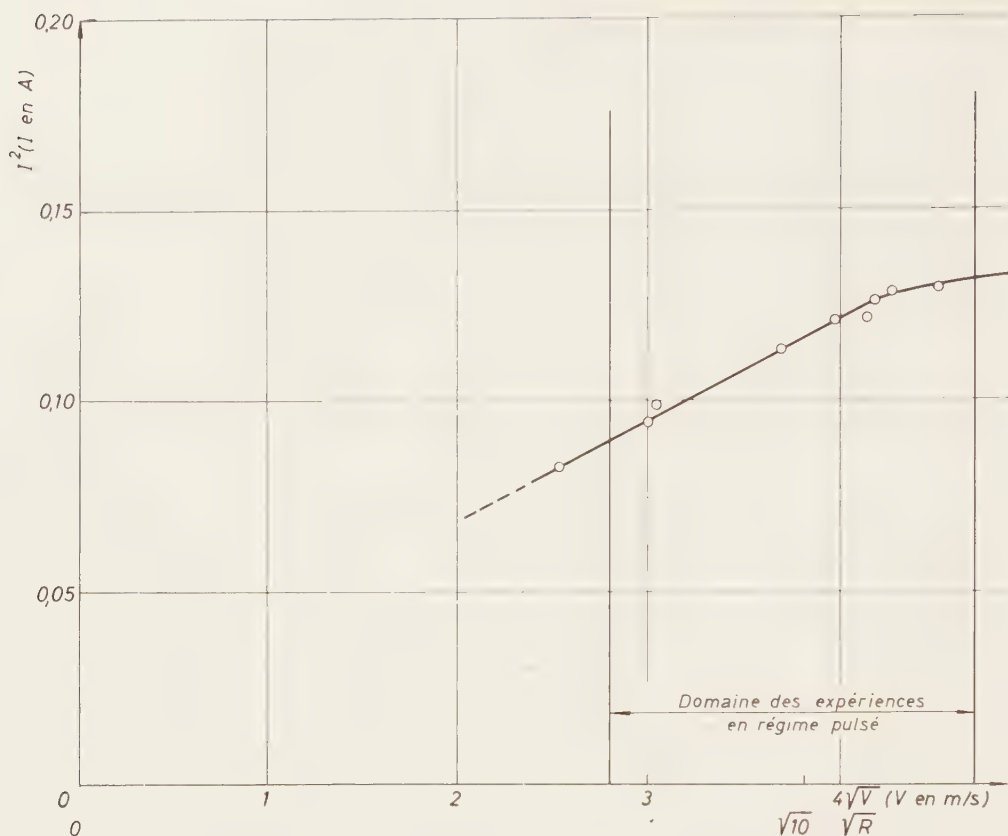


FIG. 22. — Fil n° 3; diamètre d : 0,025 mm; longueur $2L$: 15,40 mm; temp. fil - temp. ambiante : 330 °C.

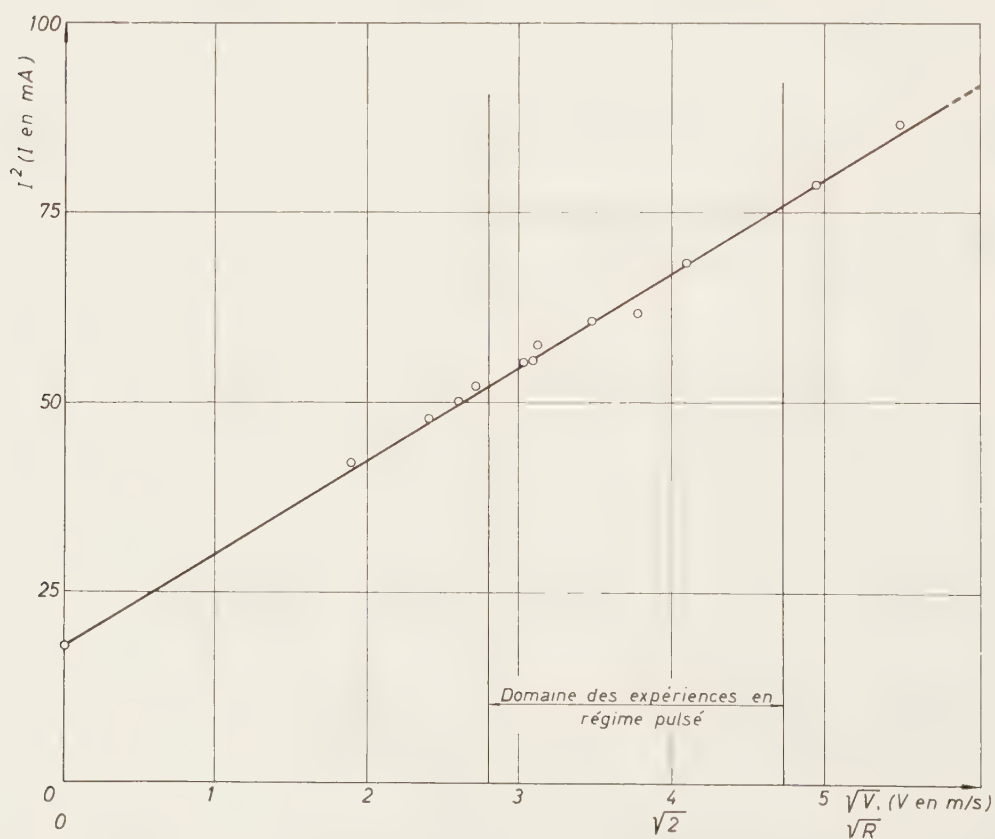


FIG. 23. — Fil n° 4; diamètre d : 0,00274 mm; longueur $2L$: 4 mm; temp. du fil - temp. ambiante : 17,7 °C.

TABLEAU XIII

N°	h (mm)	$I^2(A^2)$	$V^{1/2} (m/s)^{1/2}$
1	5,85	57,302	3,13
2	8,82	60,777	3,47
3	55,50	86,415	5,50
4	36,88	79,014	4,96
5	17,81	68,360	4,14
6	5,10	55,026	3,02
7	3,32	51,825	2,72
8	5,45	55,413	3,08
9	12,20	61,528	3,78
10	0,00	18,122	0,00
11	2,81	50,239	2,61
12	2,10	48,288	2,43
13	2,05	48,149	2,41
14	0,76	42,120	1,88

dans une succession de régimes stationnaires ainsi qu'il est généralement admis. L'écart relatif des valeurs correspondantes est également indiqué.

Fil	N° 1	N° 2	N° 3	N° 4
1 amp.	1,152	0,445 7	0,335	$7,93 \cdot 10^{-3}$
I^2 exp. (A.) ²	1,330	0,198 6	0,112	$62,88 \cdot 10^{-6}$
I^2 th. (A.) ²	1,285	0,194	0,113 5	$63,82 \cdot 10^{-6}$
Ecart (%)	+3,5	+2,4	-1,33	-1,5

Les différences relevées ici sortent nettement du cadre de la précision des mesures, elles varient d'une manière systématique avec le diamètre du fil : la convection est augmentée pour les fils les plus gros et diminuée pour les fils fins. Nous examinerons dans la conclusion de ce chapitre la cause probable de ces écarts.

3,213 PRINCIPE DE LA DÉTERMINATION EXPÉRIMENTALE DE h_w ; CORRECTIONS DUES A L'IMPÉDANCE EN SÉRIE AVEC LE FIL

Le montage utilisé pour la détermination de h_w diffère notablement de la précédente version, il consiste essentiellement (*fig. 24*) à la mise en série d'un élément d'accumulateur, d'un rhéostat et du fil avec en parallèle à ses bornes, la chaîne de mesures.

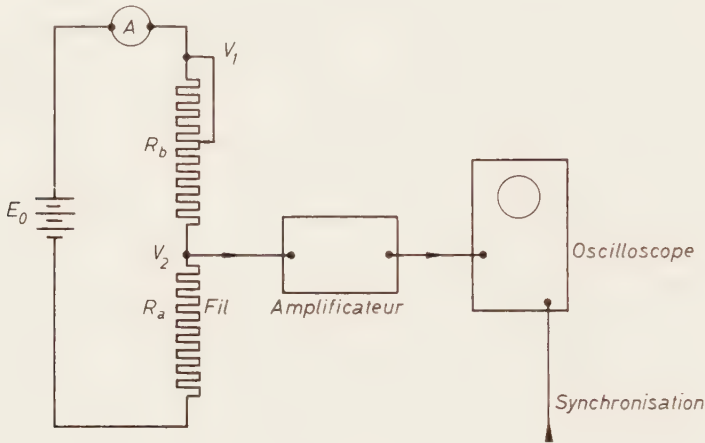


FIG. 24.

Nous avons calculé (§ 3,12) la relation de dépendance des fluctuations de résistance du fil aux variations du coefficient de convection. La mesure de la modulation de tension aux bornes du fil traversé par un certain courant permet de déterminer ces variations de résistance, il est nécessaire de prendre en considération le rôle de l'impédance en série avec le fil. Nous avons calculé la correction à effectuer d'après le schéma donné précédemment : l'oscilloscope servant à la mesure de la tension est branché aux bornes de la résistance R_b (qui est le fil expérimenté), la résistance R_a comprend le rhéostat destiné à régler le courant de chauffage du fil et aussi l'élément de résistance étalon servant à déterminer l'intensité de ce courant par méthode potentiométrique. La considération de la chaîne R_a , R_b permet d'écrire :

$$V_2 = E_0 \cdot R_b / (R_a + R_b).$$

La différenciation de cette expression donne alors :

$$dV_2 = I_0 \cdot dR_b \cdot R_a / (R_a + R_b).$$

Cette dernière expression montre bien l'influence de la résistance de charge R_a sur les mesures.

La mesure des tensions dV_2 se fait à l'oscilloscope, par l'intermédiaire d'un amplificateur pouvant se commuter aussi sur un circuit servant à l'étalonnage du gain de la chaîne de mesure. De multiples précautions ont été nécessaires pour éviter les interférences

des parasites du secteur avec les grandeurs détectées ; en particulier la veine d'essais entièrement métallique a été soigneusement mise à la terre, les éléments de circuit de mesure ont été blindés et le pont de Wheatstone a été remplacé par un circuit plus compact (fig. 24), l'alimentation du préamplificateur est faite uniquement par piles.

3,214 DÉTERMINATION THÉORIQUE DE h_{ω} .

A partir des bases établies par J. GOSSE, en utilisant les caractéristiques géométriques et électriques des fils et en supposant que les échanges de chaleur dépendent seulement de l'amplitude de la vitesse, on a pu calculer la valeur du coefficient de convection thermique instantané. Ensuite, en appliquant les calculs effectués au paragraphe 3,12, nous

TABLEAU XIV

Fil	N° 1	N° 2	N° 3	N° 4
Température (°C)	76	63	500	152
N_{u0}	35	17,75	5,70	0,885
P_{r0}	0,701	0,700	0,691	0,696
R_{e0}	76	39,2	9,8	1,83
h_0 (W/cm ² · °C)	0,115	0,162	0,224	0,700
h_{ω} (W/cm ² · °C)	0,029 4	0,032 6	0,057 0	0,179
R_{ω} (Ω)	0,002 67	0,005 52	0,113	1,15
V_{ω} (mV)	3,74	2,95	46	28

avons déterminé l'amplitude que devraient avoir les fluctuations de résistance électrique du fil placé dans l'écoulement pulsé : il a été ainsi possible de calculer la modulation de tension aux bornes du fil. Nous donnons dans le tableau XIV les valeurs moyennes prises, entre la température du fil et celle du fluide, par N_u , P_r et R_{e0} (qui est défini par :

$$R_{e0}^{1/2} = \frac{1}{T} \int_0^T R_e^{1/2} dt ,$$

T étant la période de pulsation) et les valeurs calculées pour h_0 , h_{ω} , R_{ω} et V_{ω} .

3,215 COMPARAISON DES VALEURS MESURÉES AUX VALEURS CALCULÉES

Le calcul a montré (§ 3,12) que l'amplitude de la modulation de résistance dépend linéairement de h_{ω} , ainsi le rapport des fluctuations de la tension mesurée aux bornes du

fil à la valeur calculée à partir de R_{ω} représente exactement le rapport de l'amplitude de h_{ω} expérimental à h_{ω} calculé précédemment :

Fil	N° 1	N° 2	N° 3	N° 4
$V_{(mV)}$ mesuré.....	3,30	2,85	23,8	18,8
$V_{(mV)}$ corrigé.....	3,68	2,95	47,6	27,4
Ecart relatif à la valeur calculée	-1,5 ‰	0 ‰	+3,2 ‰	-2,4 ‰

Nos expériences n'ont pas permis de mettre en évidence des écarts appréciables entre les valeurs de h_{ω} mesurées ici et celles fournies par le calcul ; les différences relatives atteignent au maximum 3 ‰ et ne semblent pas dépendre d'une manière simple du diamètre du fil. Nous devons noter aussi que tous les écarts relevés se trouvent dans un domaine imputable à l'erreur de mesure qui peut atteindre ici une valeur de l'ordre de ± 4 ‰. Une autre cause appréciable de dispersion est la connaissance imparfaite pour chaque fil des paramètres C , d , $2L$, β , ρ_0 et ainsi de ce fait, de la température de fonctionnement.

3,22 Ecart de phase entre R_{ω} et h_{ω}

Dans le cas d'un fil long, l'expression établie au paragraphe 3,12 permet d'évaluer l'écart de phase entre h_{ω} et R_{ω} .

Nous avons calculé, toujours dans le cadre des hypothèses antérieurement proposées quant à l'évolution du coefficient de convection thermique, les valeurs de φ pour les différents fils utilisés ; nous donnons aussi les corrections à apporter du fait des effets d'extrémités.

Fil	N° 1	N° 2	N° 3	N° 4
φ	-87°	-77°	-54° 15'	-4° 30'
Correction d'extrémité	+2°	+ 0° 30'	0°	0°
φ résultant	-85°	-76° 30'	-54° 15'	-4° 30'

Expérimentalement l'évolution dans le temps des vitesses instantanées a été repérée à partir d'une origine définie par une position angulaire donnée du volet ; bien entendu nous avons mesuré la phase de la modulation de la résistance du fil par rapport à cette même origine. La comparaison de ces deux grandeurs permet alors de connaître l'écart de phase existant entre R_{ω} et h_{ω} .

Le repérage de la modulation de la tension aux bornes du fil par rapport à la position du volet se fait assez simplement ; nous envoyons sur une des voies de l'oscilloscope un signal de forme rectangulaire provenant du rupteur, le front de descente de ce signal correspond au passage du volet à une incidence repérée par le support du rupteur, la seconde voie de l'oscilloscope est reliée aux bornes du fil.

La mesure s'effectue en tournant le support du rupteur de manière à amener la concordance du front de descente du signal rectangulaire avec le maximum de la tension représentée sur la seconde voie. Le vernier lié au rupteur permet de déterminer l'angle que fait à cet instant le volet vis-à-vis de la position choisie pour origine. Nous indiquons ici les déphasages φ mesurés entre R_{ω} et h_{ω} :

Fil	N° 1	N° 2	N° 3	N° 4
φ mesuré	-85°	-76°	-55°	-5°

Il apparaît à la suite de ces mesures que les retards de phase des variations de résistance électrique d'un fil vérifient bien les calculs effectués à l'appui de la théorie proposée, la précision des mesures ($\pm 1^{\circ}$) ainsi que la définition des données ne permettent pas de mettre d'écarts en évidence.

3,23 Etude annexe concernant la convection thermique aux très faibles nombres de Reynolds

Nos mesures dans le cas du fil n° 4 (*fig.* 23) montrent, pour une vitesse du fluide tendant vers zéro, une évolution parfaitement linéaire du coefficient de convection thermique en fonction de la racine carrée du nombre de Reynolds.

Les seules autres mesures de convection thermique effectuées pour des fils aussi fins et à très faible vitesse sont celles de COLS et ROSHKO [35] ; ils ont noté la même évolution des échanges thermiques que celle relevée ici.

Nous retrouvons une interprétation proposée par J. GOSSE [35] : Pour un fil très fin les échanges thermiques naturels sont principalement dus au transfert de chaleur par conduction pure dans l'air, le terme tenant compte de la convection naturelle étant alors négligeable. La représentation indimensionnelle des phénomènes d'échanges thermiques prend alors la forme :

$$N_u = 0,52 \cdot P_r^{1/3} \cdot R_e^{1/2} (1 + \beta\theta)^{0,124} + N_{u \text{ conduction}} .$$

En tenant compte des corrections dues aux extrémités, nos mesures vérifient très exactement la relation indiquée.

3,3 ÉTUDE RAPIDE DE LA CONVECTION THERMIQUE

A 50 Hz

Après l'étude détaillée de la convection thermique effectuée à 20 Hz nous avons procédé à une série de mesures à 50 Hz pour l'écoulement présenté au paragraphe 2,42.

Un seul fil de diamètre 0,05 mm a été essayé. Nous avons comparé brièvement les résultats de cette série d'expériences aux valeurs obtenues par la méthode de calcul déjà indiquée.

Le coefficient de convection moyen mesuré est de 0,3 % plus faible que sa valeur calculée.

La modulation du coefficient de convection thermique est 2 % plus grande que prévu.

Le retard de phase est sensiblement plus important que la valeur déterminée par le calcul : 4° environ.

Cette mesure ne montre pas de divergence sensible entre les valeurs mesurées et les valeurs calculées. Elle vérifie bien, pour des fils fins, la théorie généralement proposée concernant les échanges thermiques entre un fil et un fluide en mouvement pulsé.

3.4

CONCLUSION

La série de mesures, effectuée à 20 Hz pour des fils fins chauffés électriquement, montre, dans le domaine de vitesse et de fréquence considéré, que les phénomènes de transfert thermique suivent sensiblement les mêmes lois de convection en régime pulsé et en écoulement permanent.

Nous avons cependant noté que le coefficient de convection thermique moyen h_0 est sensiblement diminué pour des fils fins et augmenté pour les gros fils ; nous retrouvons ainsi une remarque déjà formulée par J. GOSSE [35] : Lorsque l'on passe d'un écoulement laminaire permanent à un écoulement à structure turbulente fine, les échanges thermiques sont diminués pour les fils fins (écoulement sans sillage) et augmentés pour des fils plus gros (écoulement à deux allées de tourbillons).

La précision de nos mesures sur les grandeurs variables n'a pas permis de pousser plus loin l'étude du point particulier cité précédemment ; il a été seulement observé, à l'appui de l'interprétation avancée, la présence de fluctuations de vitesse de caractère turbulent, elles ont été détectées par le fil le plus fin (photo).

Les mesures effectuées à 50 Hz portent aux mêmes conclusions que celles réalisées à 20 Hz, leur précision est par contre moindre du fait des incertitudes de détermination de l'évolution de la vitesse ; ce manque de précision est dû à l'inertie mécanique du rupteur.

Nos mesures de convection thermique conduisent à une bonne vérification des principes sur lesquels est bâtie la technique de l'anémométrie à fil chaud ; nous admettons que les appareils de ce type peuvent être utilisés dans l'étude des écoulements pulsés de même caractère que celui ayant servi à nos expériences. La précision que l'on peut espérer sur les mesures de vitesses moyennes doit être de l'ordre de 4 %, et la précision sur les mesures de vitesses instantanées meilleure que 8 %. Une étude plus systématique de la convection thermique en régime pulsé devrait permettre, en fixant des règles de corrections rigoureuses, de diminuer sensiblement les incertitudes laissées par notre étude.

CHAPITRE IV

4 DÉTERMINATION DE QUELQUES CARACTÉRISTIQUES MÉCANIQUES DE L'ÉCOULEMENT PULSÉ OÙ ONT ÉTÉ EFFECTUÉES LES MANIPULATIONS ANTÉRIEURES

Dans ce chapitre nous présentons les essais effectués dans la veine de la soufflerie pulsée en vue de déterminer l'évolution de :

- la vitesse instantanée du fluide suivant l'axe de l'écoulement ;
- la pression statique à la paroi.

4.1 ÉTUDE DE L'ÉVOLUTION, SUIVANT L'AXE DE LA VEINE D'AIR, DE LA VITESSE EN FONCTION DU TEMPS

Nous avons mesuré, en différents points de l'axe de la veine d'expériences, l'évolution périodique de la vitesse locale de l'air à l'aide d'un anémomètre à fil chaud (diamètre du fil 0,025 mm, température 150 °C).

Après amplification la tension modulée aux bornes du fil est recueillie par un oscilloscope ; la phase de la modulation par rapport à une origine arbitraire est repérée suivant la méthode présentée au paragraphe 3,231.

Les fréquences de pulsation de l'écoulement sont les mêmes que celles de nos manipulations antérieures.

4,11 Pulsation à 20 Hz

Pour des positions du fil variant d'une manière continue le long du tube, il n'a été mis en évidence ni une modification de la phase ni une déformation du signal périodique donné par le fil chaud. Ce résultat démontre l'existence d'un mouvement en bloc de l'air.

4,12 Pulsation à 50 Hz

L'évolution de la vitesse en fonction du temps ne présente pas le même caractère de simplicité dans cette expérience que dans la précédente car, dans la région voisine du

volet tournant, les oscillogrammes montrent une déformation du profil des vitesses, laquelle diminue d'importance lorsque l'on s'éloigne du volet.

Dans la partie de la veine proche du collecteur, la phase et la forme de la modulation sont sensiblement constantes tout le long de l'axe.

Près du pulsateur l'altération de la forme du signal est appréciable : bien que l'allure générale des oscillogrammes semble rester inchangée ; on constate l'apparition d'une bosse dont la hauteur diminue progressivement lorsque le point de mesure s'éloigne du volet. La localisation de cette perturbation dépend de la position du fil chaud ; lorsque l'anémomètre est déplacé en direction du pulsateur elle est avancée vis-à-vis de la modulation principale.

On peut déduire des oscillogrammes la vitesse de déplacement de la perturbation. Le calcul, à partir de trois mesures effectuées en des points distants les uns des autres de 7 cm, conduit à trouver que sa vitesse de déplacement est pratiquement constante et égale à environ 30 m/s pour une vitesse moyenne du fluide de 16 m/s, le mouvement s'effectue en direction du collecteur.

Sur les oscillogrammes la perturbation est localisée juste avant le minimum de vitesse décroissante, c'est-à-dire vers l'instant de l'obstruction de la section du tube ; l'ouverture de la veine ne semble pas engendrer une perturbation appréciable du même type.

Comme il a été dit plus haut, à partir d'un éloignement de 50 cm en amont du dispositif de pulsation, nous notons une disparition totale de toute altération des oscillogrammes. Nos mesures montrent ainsi qu'une certaine distance est nécessaire à l'établissement de l'écoulement en tranche dans le dispositif expérimental tel que nous l'avons conçu, cette distance étant d'autant plus petite que la fréquence de pulsation est plus basse (elle n'est pas détectable à 20 Hz).

4.13 Conclusion de ces essais : le mouvement en bloc

Les essais effectués à 20 et à 50 Hz montrent que, sur une grande longueur de la veine d'expérience, la phase et la forme de la modulation sont sensiblement constantes. Ce fait traduit l'existence d'un mouvement du fluide en bloc : la vitesse est la même en tout point de l'axe, à un instant donné.

Les perturbations relevées lors de l'essai à 50 Hz sont de petite amplitude et elles affectent seulement une petite fraction de la zone de mesures près du pulsateur.

Les résultats de nos manipulations étaient prévisibles : les calculs antérieurs [18] montrent que pour ce domaine de fréquence il devrait y avoir mouvement en bloc.

4.2 PRESSION STATIQUE A LA PAROI POUR UNE FRÉQUENCE DE PULSATION DE 20 Hz

A l'aide d'une prise de pression statique à la paroi nous avons effectué la mesure de la valeur moyenne et des valeurs extrémales de la pression. Nous avons ensuite comparé à ces résultats expérimentaux ceux qui peuvent être déduits de la considération des équations fondamentales de la mécanique des fluides.

4.21 Mesure de la pression statique

PRESSIION MOYENNE.

La prise de pression statique d'un diamètre de 3/10 mm a été reliée à un manomètre constitué par un tube en U rempli d'eau. Ce type d'appareil doit donner en effet une indication correspondant à la moyenne des variations cycliques de pression auxquelles il est soumis. La valeur mesurée ici était inférieure de 28 mm d'eau à la pression atmosphérique.

PRESSIION MAXIMALE.

Nous avons intercalé dans le circuit de mesures une soupape ne permettant un équilibre de pression que dans le sens de la prise de pression statique vers le manomètre, ainsi, tant que la pression moyenne dans la branche du tube en U reliée à la soupape n'atteint pas la pression maximale à l'endroit de la prise de pression statique, elle est traversée par le fluide. L'état d'équilibre de cet ensemble est caractérisé par l'égalité de la pression dans la branche du tube en U et du maximum de la pression statique de l'air au point de mesure.

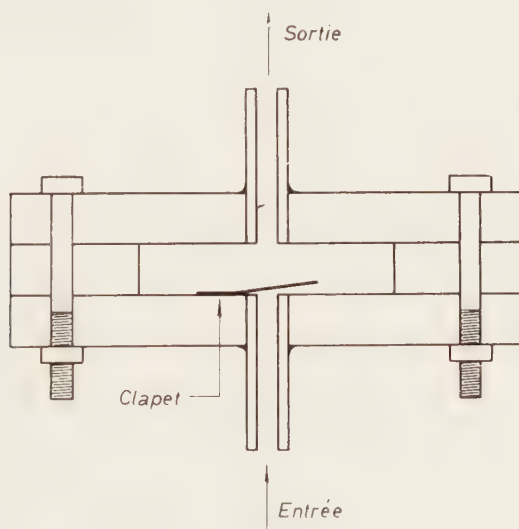


FIG. 25.

La soupape (*fig. 25*) a été réalisée suivant le type habituel à clapet souple ; du fait de la grande sensibilité cherchée et de la bonne réponse souhaitée pour une fréquence relativement élevée nous avons découpé le clapet dans une feuille en « Mylar » de $25\ \mu$ d'épaisseur. Le clapet s'appuie sur une base en plexiglas qui forme le fond de la chambre le renfermant. Le fluide ne peut traverser cette soupape que quand la pression à l'orifice percé dans la base est plus grande que celle existant dans la chambre.

Nos mesures ont conduit à trouver une pression statique maximale dépassant la pression atmosphérique de 73 mm d'eau.

PRESSIION MINIMALE.

Dans le dispositif précédent l'inversion des connexions de la soupape permet de mesurer la valeur minimale de la pression ; en effet, la soupape est fermée si la pression dans la branche du tube en U qui lui est reliée devient égale au minimum de la modulation de pression. Les mesures ont donné une valeur au-dessous de la pression atmosphérique égale à 70 mm d'eau.

4.22 Calcul de la pression statique locale

Nous avons effectué le calcul de la pression statique locale pour un écoulement unidirectionnel, en supposant le fluide non visqueux et isovolume.

L'équation d'EULER permet de relier localement l'évolution de la vitesse à celle de la pression :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial u}{\partial x} = - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial P}{\partial x} .$$

L'intégration de cette équation entre un point $x = 0$ loin en aval du collecteur, c'est-à-dire là où l'air est au repos, et l'endroit $x = b$ où la pression est calculée, donne l'écart de pression entre les deux points considérés, à un instant donné :

$$\int_0^b \frac{\partial u}{\partial t} dx + \int_0^b u \frac{\partial u}{\partial x} dx = - \frac{1}{\rho} \int_0^b \frac{\partial P}{\partial x} dx .$$

Comme nous avons observé une évolution par tranches de la vitesse dans la tuyauterie, il est logique de supposer que l'évolution du fluide est du même type dans le pavillon ; la vitesse peut alors s'exprimer par une relation de la forme :

$$u_{(x,t)} = f_{(x)} \cdot g_{(t)} .$$

La fonction $f_{(x)}$ est constante dans le domaine du tube puisque l'écoulement se fait en bloc ; l'intégrale de l'équation d'EULER prend maintenant la forme :

$$\frac{\partial g_{(t)}}{\partial t} \int_0^b f_{(x)} \cdot dx + \left| \frac{u^2}{2} \right|_0^b = - \frac{1}{\rho} \left| P \right|_0^b .$$

En posant $f_{(x)} \cdot dx = L$ (équivalente), P_0 étant la pression atmosphérique :

$$L \frac{\partial g_{(t)}}{\partial t} + \frac{u^2}{2} = + \frac{1}{\rho} (P_0 - P) .$$

Et en écrivant que $f_{(x)} = 1$ à l'intérieur du tuyau, les résultats expérimentaux antérieurs (§ 2,41) permettent de poser :

$$g_{(t)} = 14,5 + 6,92 \cos (124t + 4,65) + 1,17 \cos (228t + 1,34) .$$

Dans cette relation $g_{(t)}$ est exprimé en mètres par seconde et t en secondes.

Le calcul de la fonction $f_{(x)}$ est possible en chaque point du pavillon à partir de la section locale $S_{(x)}$ et de la section S_0 de la veine : $f_{(x)} = S_0/S_{(x)}$. La longueur équivalente de l'ensemble du collecteur et de la veine d'expérience est ainsi de 1,05 m.

La résolution numérique de l'équation donnant la valeur de l'écart entre la pression atmosphérique et la pression amont donne :

- dépression maximale calculée = 80 mm d'eau ;
- surpression maximale calculée = 79 mm d'eau ;
- dépression moyenne durant une période = 16 mm d'eau.

4.23 Comparaison des résultats expérimentaux aux valeurs calculées

Les différentes valeurs mesurées et calculées figurent en vue de leur comparaison dans le tableau suivant :

	Valeurs expérimentales (en mm d'eau)	Valeurs calculées (en mm d'eau)
Dépression maximale	70	80
Surpression maximale	73	79
Dépression moyenne	28	16

Les écarts entre les valeurs théoriques et expérimentales ne sont pas très importants en ce qui concerne les pressions extrêmes. En particulier, comme les valeurs mesurées sont toujours sensiblement inférieures aux valeurs calculées nous pouvons penser que les écarts sont imputables à une imperfection de la soupape qui présenterait une fuite ou une raideur d'ouverture.

Par contre, l'écart entre la pression moyenne calculée et sa mesure est beaucoup plus important que ceux qui viennent d'être considérés. Nous avons pensé que cette différence était due à l'existence de phénomènes de résonances acoustiques dans la veine d'air de la soufflerie ; et en vue de préciser cette interprétation nous avons fait varier la fréquence des pulsations.

4.3 INFLUENCE DE LA FRÉQUENCE DES PULSATIONS SUR LA MESURE DE LA PRESSION STATIQUE MOYENNE A LA PAROI

Dans cet essai nous ne nous sommes pas préoccupés de la forme et de la phase de la modulation de vitesse. L'attention a été portée sur les mesures de la fréquence des pulsations et de la pression statique moyenne à la paroi, les premières sont déduites de la vitesse de rotation du volet évaluée par un tachymètre électronique ; la pression statique

TABEAU XV

tr/mn	h (mm)	tr/mn	h (mm)	tr/mn	h (mm)	tr/mn	h (mm)	tr/mn	h (mm)
525	+28	1 636	—8	2 588	—1	4 168	+ 5	2 200	0
660	+28	1 877	—7	2 635	—3	4 170	+ 5	2 350	+ 3
810	+28	1 881	—8	2 610	—3	4,220	+ 8	2 550	+ 4
855	+28	1 912	—7	2 687	—3	4 395	+14	2 600	0
880	+28	1 921	—7	2 690	—3	4 439	+13	2 650	— 2
925	+28	1 926	—7	2 734	—3	4 542	+18	2 700	— 2
970	+28	1 983	—8	2 760	—1	4 568	+16	2 800	0
1 065	+20	2 039	—4	2 765	—6	4 639	+19	2 950	— 9
1 085	+18	2 080	—4	2 788	—3	4 709	+18	3 550	— 2
1 120	+18	2 127	—3	2 790	—8	5 059	+12	3 600	0
1 197	+18	2 132	—2	2 797	—5	960	+28	3 600	— 2
1 232	+18	2 133	—4	2 806	—3	1 050	+18	3 850	0
1 322	+15	2 134	—3	2 824	—2	1 100	+17	3 900	+ 2
1 370	+15	2 164	—1	2 828	—8	1 320	+17	4 000	+ 2
1 385	+13	2 239	0	2 859	—5	1 500	+10	4 100	+ 4
1 497	+ 8	2 276	+1	2 882	—4	1 700	0	4 500	— 7
1 578	+ 4	2 329	+3	3 303	—3	1 650	0	4 900	+18
1 617	+ 3	2 336	+3	3 402	—2	1 800	— 5	5 050	+17
1 620	0	2 341	+3	3 417	0	1 850	— 7	5 150	+17
1 641	0	2 343	+3	3 511	0	1 900	— 9	5 900	+15
1 746	— 6	2 435	+3	3 558	0	1 950	— 9		
1 749	— 8	2 498	—3	3 764	+2	2 150	— 2		
1 810	— 7	2 525	—2	4 068	+3	2 100	— 7		

à la paroi a été déterminée à l'aide du même montage que celui ayant servi dans la manipulation précédente (manomètre en U).

Le tableau XV et la *figure* 26 rendent compte de nos essais ; les mesures ont été

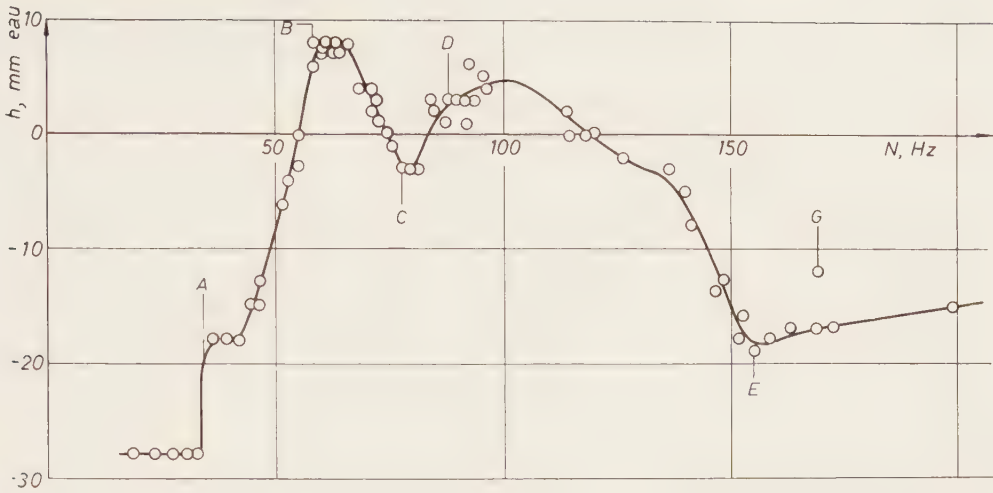


FIG. 26.

effectuées, du fait des possibilités mécaniques du système d'entraînement du pulsateur, pour des vitesses de rotation du volet variant de 500 à 5 900 tr/mn (ce qui correspond à des fréquences variant à peu près de 16 à 200 Hz).

Durant ces manipulations nous avons noté un fait qui semble surprenant : pour des fréquences d'environ 58,5 et 92 Hz la pression statique moyenne à la paroi devient supérieure à la pression atmosphérique, tandis que la perception extérieure des effets acoustiques passe à ce moment par un maximum.

La recherche d'une relation entre la fréquence d'excitation et les modes probables de résonances de la veine d'air nous a conduit à repérer quelques points particuliers représentés sur la courbe de variation de la dénivellation du liquide manométrique en fonction de la fréquence d'excitation (*fig. 26*) :

Point	Harmonique probable de la fréquence d'excitation	Mode probable de résonance
A	5	$L = 3\lambda/4$
B	1	$L = \lambda/4$
C	3	$L = \lambda$
D	2	$L = 3\lambda/4$
E	1	$L = \lambda$
G	1	$L = 3\lambda/4$

On peut penser que la veine d'air se comporte comme un résonateur du type tuyau ouvert à une extrémité et fermé à l'autre. Ses modes de résonance sont tels que $L = (2n+1)\lambda/4$ (L étant la longueur de la veine d'expérience et λ la longueur d'onde

de la vibration acoustique). Les points de la courbe B et D correspondent à des modes d'oscillation propres de la soufflerie, c'est en ces points que la pression à la paroi est supérieure à la pression atmosphérique.

Cette manipulation montre que l'existence des anomalies relevées dans la mesure de la pression statique dépend étroitement des phénomènes de résonance acoustique dans la veine ; les ondes stationnaires dans les tuyaux sonores se traduisent normalement par une pression statique moyenne nulle à la paroi pour un fluide sans mouvement, dans notre installation nous observons par moment une surpression moyenne. Nous projetons une étude plus détaillée de la cinématique de l'écoulement dans le tube pour justifier les anomalies relevées dans ces premiers essais.

4,4

CONCLUSION

Dans ce chapitre nous avons abordé quelques points particuliers de la mécanique des écoulements pulsés :

— les mesures de vitesse effectuées pour deux fréquences de modulation ont permis de mettre en évidence un mouvement en bloc du fluide ; l'établissement de l'écoulement, en amont du dispositif pulsateur, ne nécessite qu'une faible partie de la veine ;

— l'étude des extrémums de la pression statique à la paroi corrobore les mesures de vitesse : le mouvement du fluide s'effectue en bloc ;

— les écarts entre les valeurs mesurées et les valeurs calculées de la pression moyenne à la paroi restent par contre fort mal expliqués, bien que nous ayons mis en évidence une influence des modes de résonance acoustique de la veine d'essais, il ne nous a pas été possible de préciser le mécanisme de cette intervention.

Afin de préciser nos connaissances de la structure de la veine d'air en régime pulsé et de justifier les « anomalies » observées dans la mesure des pressions statiques à la paroi, il serait intéressant d'envisager une analyse complète de l'écoulement pour diverses fréquences de pulsation et plusieurs longueurs de canalisation, en particulier pour des fréquences et des longueurs plus élevées.

Depuis longtemps on utilise la technique de marquage par ions pour évaluer la vitesse d'un fluide en mouvement permanent et on mesure des vitesses variables à l'aide d'un anémomètre à fil chaud.

Notre étude montre qu'il est possible d'adapter la première méthode de mesure absolue de vitesse à des régimes pulsés ; nous nous servons de ce résultat pour vérifier les lois de convection de fils fins chauffés.

La technique que nous avons utilisée résulte de la combinaison de deux idées déjà exploitées : mesure de la vitesse d'un fluide par le chronométrage du temps de transit d'ions sur une base géométrique connue et stroboscopie pilotée. Les études rapportées insistent d'abord sur le caractère de rigueur et de précision de cette nouvelle méthode utilisée pour des fréquences de pulsation allant jusqu'à 50 Hz ; pour en permettre l'application à des fréquences supérieures à 50 Hz quelques modifications sont nécessaires.

Le procédé de mesure par sonde à ions, directement utilisable pour n'importe quel écoulement de vitesse modulée, est toutefois d'exploitation longue et délicate ; il est plus pratique d'utiliser un anémomètre à fil chaud préalablement étalonné par comparaison avec les indications d'une sonde à ions dans une petite soufflerie pulsée.

L'étude de la convection thermique en régime modulé a permis de vérifier l'hypothèse généralement admise sans vérification directe selon laquelle le coefficient de convection thermique est à chaque instant le même que le coefficient de transfert de chaleur correspondant à une vitesse stationnaire égale à la vitesse instantanée. Nous avons noté de légers écarts avec cette loi simple ; en particulier les échanges thermiques moyens sont augmentés de 3 % pour les fils les plus gros et diminués de 2 % pour les fils les plus fins.

Pour l'écoulement à 20 Hz, les mesures de pression extrémales viennent confirmer les résultats expérimentaux concernant l'évolution de la vitesse ; par contre, la pression statique moyenne à la paroi diffère notablement de sa valeur calculée. Des essais, effectués pour différentes vitesses de rotation du volet, ont montré que la pression statique moyenne à la paroi dépendait fortement de la fréquence de pulsation, peut-être par l'intervention de phénomènes de résonance acoustique. Les écarts entre les pressions moyennes calculées et mesurées proscrivent ainsi l'utilisation du tube Pitot pour des mesures de vitesse en régime pulsé à des fréquences élevées ; l'anémomètre à fil chaud reste le seul appareil utilisable dans ce cas.

En résumé, dans ce travail, nous avons proposé une méthode rigoureuse de mesure absolue de la vitesse d'un fluide en mouvement pulsé et qui permet par comparaison d'étalonner tout autre type d'appareils.

Dans la pratique, peu d'écoulements sont réellement permanents, la plupart des fluides sont mis en mouvement pulsé à des fréquences particulières aux types de machines utilisées. Notre étude devrait apporter quelques résultats tangibles dans l'analyse de ces écoulements.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] HODGSON. — *Norme AFNOR*. Résultats présentés par A. K. Oppenheim et E. G. Chilton [6] et R. Rousselet [7].
- [2] LUTZ O. — *Ueber Gasmengenmessung bei Kolbenmaschinen mittels Düsen und Blenden*. Ingenieur Archiv., vol. 3, mai 1932, pp. 138-149, 432-433.
- [3] SCHULTZ-GRUNOW F. — *Durchflussmessverfahren für pulsierende Strömungen*. Forschung auf dem Gebiete des Ingenieurwesens, mai-juin 1942, pp. 117-126.
- [4] BAIRD R. C., BECHTOLD I. C. — *The dynamics of pulsative flow through sharp-edged restriction*. Transaction of the A.S.M.E., novembre 1952, pp. 1381-1386.
- [5] HALL N. A. — *Orifice and flow coefficient in pulsating flow*. Transaction of the A.S.M.E., août 1952, pp. 925-929.
- [6] OPPENHEIM A. K. et CHILTON E. G. — *Pulsating-flow measurement — A literature survey*. Transaction of the A.S.M.E., février 1955, pp. 231-248.
- [7] ROUSSELET R. — *Progrès dans la mesure des débits pulsatoires des fluides*. Chaleur et Industrie, n° 360, 1955, pp. 217-226.
- [8] PEARSON. — Résultats présentés en [6] et en [7].
- [9] YAO TZU LI. — Résultats présentés en [6] et en [7].
- [10] MARTINELLI R. C., BOELTER L. M. K., WEINBERG E. B., YAKAHI S. — *Heat transfer to a fluid flowing periodically at low frequencies in a vertical tube*. Transactions of the A.S.M.E., octobre 1943, pp. 789-798.
- [11] WEST Frank B., TAYLOR Allen T. — *The effect of pulsations on heat transfer*. Chemical Engineering Progress, janvier 1952, pp. 39-43.
- [12] LEMlich Robert. — *Vibration and pulsation boost heat transfer*. Chemical Engineering, 15 mai 1961, pp. 171-176.
- [13] HAVEMANN H. A., NARAVAN RAO N. N. — *Studies for a new hot air engine*. Journal of the Indian Institute of Science, vol. XXXVIII, n° 3, 1956, pp. 172.
- [14] SOZINE I. A. — *Etude expérimentale de l'échange des chaleurs par convection dans un courant pulsatoire d'un fluide incompressible*. Traduction D.R.M.E.
- [15] LACHNITT J., SEGUIN J. — *Essais préliminaires de transfert de chaleur en flux pulsé*. S.N.E.C.M.A., Rapport d'essai E, n° 11, 11 février 1959.
- [16] MARCHAL R. — *Essais de convection en régime pulsatoire*. Journées internationales de la transmission de la chaleur, 19-24 juin 1962.
- [17] MAYER-SCHUCHARD Clemens. — *Schwingungen von Luftsäulen mit grosser Amplitude*. Forschung auf dem gebiete des Ingenieurwesens, janvier-février 1936, p. 1930.
- [18] ELROD H. G. — *The theory of pulsating flow in conical nozzles*. Transactions of the A.S.M.E., mars 1963.
- [19] THUREAU P. et LEMIERE B. — *Recherches sur la sensibilité extensométrique transversale de résistances pelliculaires. Application à un microcapteur de pressions à court temps de réponse*. Thèse, Université de Caen, 25 octobre 1962.

- [20] MILLER J. A., FEJER A. A. — *Transition phenomena in oscillating boundary-layer flows*. Journal of fluid mechanics, mars 1964, p. 438.
- [21] GAVIGLIO J. — *Sur quelques problèmes de mesures de turbulence, effectuées à l'aide de l'anémomètre à fils chauds parcourus par un courant d'intensité constante*. Thèse, Université de Marseille, 30 septembre 1958.
- [22] MELLEN Glenn L. — *Gas flow speedometer*. Electronics, janvier 1950, pp. 80-81.
- [23] LAWRENCE R. B. — *Measurement of gas velocity by pulsed ionisation technique*. Natl. Research corp., Contract N7onr478, 1951.
- [24] WRIGHT F. H. — *A method of measuring the rate of ion diffusion in a turbulent air stream*. Thèse, Institut de technologie de Californie, 1948.
- [25] MUNNIKHIESEN R. D. — *A.T.I. Technical data digest*, 13 juillet 1948 ; voir : *Physical measurements in gas dynamics and combustion*.
- [26] OERTEL H. — *Une méthode pour mesurer la vitesse de l'écoulement après une onde de choc*. Laboratoire de recherches techniques de Saint-Louis, 4-5 décembre 1956.
- [27] METTLER R. F. — *The anemometric application of an electrical glow discharge in tranverse air steam*. Thèse, Institut de technologie de Californie, 1949.
- [28] COOLEY William C., STEVER H. Guyford. — *Determination of air velocity by ion transit-time measurement*. The review of scientific instruments, avril 1952, pp. 151-153.
- [29] LINDALL F. D. — *Trans. American institut of electrical engineers*, 53,1068, 1934 ; voir : *Physical measurements in gas dynamics and combustion*.
- [30] FUCKS W. — *Messung der Turbulenz und von Turbulenz-komponenten mit Hilfe der Koronaentladung*. Zeitschrift für Physik, 1954, pp. 49-60.
FUCKS W. — *Investigation of the operating properties of the leakage current anemometer*. N.A.C.A., Technical memorandum, n° 1178, octobre 1947.
- [31] TOWNSEND. — *Ionisation dans les gaz*. Recueil de constantes physiques, p. 569, Gauthier-Villars.
- [32] LAPORTE. — *Décharge électrique dans les gaz*. Librairie Armand Colin.
- [33] BROWN S. C., ALLIS W. P. — *Motion of electrons and ions in gases*. American institute of physics handbook, 7, pp. 184-229, McGraw Hill.
- [34] BASS J. — *Cours de Mathématiques*. Masson et Cie.
- [35] GOSSE J. — *Etude de la convection par les fils aux faibles nombres de Reynolds*. Thèse, Université de Poitiers, 1956, S.D.I.T.
- [36] HILSENRAITH Joseph. — *Tables of thermodynamic and transport properties of air, argon, carbon dioxide, carbon monoxide, hydrogen, nitrogen, oxygen and steam*. Pergamon Press.

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

LES AMPLIFICATEURS A FLUIDES

Vu et approuvé :

Nancy, le 11 février 1965

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

J. AUBRY

Vu et permis d'imprimer :

Nancy, le 12 février 1965

Le Recteur,
Président du Conseil de l'Université,

P. IMBS

CEDOCAR



IMPRIMERIE